

FABRICATION ET ÉTUDE DE PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES  
DE NANOSTRUCTURES

par

Eric Lavallée

mémoire présenté au département de physique en vue  
de l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES  
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 18 décembre 1996



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*Our file Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-21784-1

## SOMMAIRE

Ce mémoire porte sur la fabrication et la caractérisation de points de contacts quantiques et d'îles de Coulomb. Dans un premier temps, on y expose les bases théoriques nécessaires à la compréhension du comportement d'un gaz d'électrons bidimensionnel ainsi que de dispositifs tels que le point de contact quantique et l'île de Coulomb.

Par la suite, la technique de lithographie par faisceau d'électrons utilisée pour la fabrication des nanostructures y est expliquée. L'utilisation du poly[méthyle méthacrylate] en combinaison avec différents solvants, des techniques d'évaporation de couches minces de métal ainsi que des techniques de gravure humide de matériaux III-V sont discutées. Ces techniques sont utilisées sur une hétérojonction GaAs-AlGaAs de haute mobilité pour fabriquer des points de contacts quantiques et des îles de Coulomb.

Enfin, des mesures de transport électrique de points de contacts quantiques sont présentées. Ces résultats sont analysés et on démontre la présence en champ magnétique d'effets tunnels qui modifient le comportement du point de contact quantique.

## REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Jean Beerens et Jacques Beauvais pour m'avoir donné l'opportunité de travailler avec eux. Ces recherches n'auraient pu se faire sans leur ouverture d'esprit et leur rigueur scientifique.

Je veux aussi remercier Jacques Corbin et Pierre Lafrance pour le soutien technique essentiel à tous mes travaux. Ils ont fait fonctionner toutes ces belles et fragiles machines nécessaires à la fabrication de mes dispositifs.

Je remercie Michel Paquette pour son extraordinaire four ultra-rapide, Christian Dubuc et Dominique Drouin pour avoir élucidé quelques mystères du PMMA ainsi que Monia Buteau pour ses conseils. Enfin, je remercie Serge Charlebois pour son expertise avec le cryostat à  $^3\text{He}$ .

## TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE.....	ii
REMERCIEMENTS.....	iii
TABLE DES MATIÈRES.....	iv
LISTE DES ABRÉVIATIONS.....	vi
LISTE DES SYMBOLES.....	vii
LISTE DES FIGURES.....	viii
 INTRODUCTION .....	 1
 CHAPITRE 1-THÉORIE.....	 5
1.1 Transport balistique .....	6
1.2 Gaz d'électrons bidimensionnel .....	7
1.3 Formalisme des états de bords.....	11
1.4 Confinement en une dimension .....	12
1.5 Régime de blocage de Coulomb .....	14
 CHAPITRE 2-FABRICATION.....	 17
2.a Épitaxie par jets moléculaires .....	17
2.b Lithographie par faisceau d'électrons .....	19
2.b.1 Appareil et logiciels utilisés .....	20
2.b.2 Polymère et solvants utilisés .....	23
2.b.3 Effet de proximité et effet de chauffage .....	25
2.b.4 Révélateurs pour le PMMA.....	27
2.b.5 Détermination des paramètres de fabrication des nanostructures .....	28

2.b.6 Gravure de la mesa.....	30
2.b.7 Évaporation et soulèvement pour les contacts ohmiques et contacts de surface..	34
2.b.8 Fabrication des nanostructures .....	38
2.c Autres applications des techniques de lithographie développées à Sherbrooke.....	42
 CHAPITRE 3-CARACTÉRISATION.....	 44
3.1 Montage de caractérisation .....	44
3.2 Mesures faites sur le gaz d'électrons bidimensionnel.....	46
3.3 Mesures faites sur les dispositifs quantiques .....	47
3.4 Traitement des résultats .....	49
 CHAPITRE 4-ANALYSE DES RÉSULTATS.....	 51
4.1 Gaz d'électrons bidimensionnel .....	51
4.2 Le point de contact quantique à champ nul.....	52
4.3 Le point de contact quantique sous champ magnétique.....	55
4.4 Interprétation des structures à faibles tensions .....	62
4.5 L'île de Coulomb .....	65
 CONCLUSION.....	 67
BIBLIOGRAPHIE .....	69

## LISTE DES ABRÉVIATIONS

CNRC : Conseil national de recherche du Canada

GE2D : gaz d'électrons bidimensionnel

AIP : alcool isopropylique

MEB : microscope électronique à balayage

MIBC : méthyle isobutyle cétone

MEC : méthyle éthyle cétone

PCQ : point de contact quantique

PMMA : poly[méthyle méthacrylate]

## LISTE DES SYMBOLES

$B$  : champ magnétique

$I$  : courant

$V$  : tension

$G$  : conductance

$E$  : énergie

$E_F$  : énergie du niveau de Fermi

$v$  : vitesse des porteurs

$\omega_c$  : fréquence cyclotron

$m^*$  : masse effective des électrons

$\Delta\mu$  : différence de potentiel entre la source et le drain

$\sigma$  : conductivité

$\rho$  : résistivité

$e$  : charge de l'électron =  $-1.602 \times 10^{-19}$  coulomb

$h$  : constante de Planck =  $6.626 \times 10^{-34}$  joule-seconde

$\hbar$  :  $h / 2\pi$

$w$  : largeur du canal d'un PCQ

$L$  : longueur du canal d'un PCQ



## LISTE DES FIGURES

<b>Figure 1.1</b> Configuration d'un échantillon à gaz d'électrons bidimensionnel . . . . .	7
<b>Figure 1.2</b> Relation de dispersion pour un gaz d'électrons bidimensionnel sous champ magnétique dans un échantillon de largeur finie . . . . .	8
<b>Figure 1.3</b> Énergie en fonction de la densité d'états.. . . .	9
<b>Figure 1.4</b> Orbite cyclotron régulière et orbite bondissante. . . . .	10
<b>Figure 1.5</b> Nomenclature de différents éléments des points de contacts quantiques . . . . .	12
<b>Figure 1.6</b> Puits de potentiel parabolique analogue à un PCQ . . . . .	14
<b>Figure 1.7</b> Ile de Coulomb . . . . .	15
 <b>Figure 2.1</b> Croissance NRC1532 et schéma de bande correspondant. . . . .	17
<b>Figure 2.2</b> Exposition par NPGS. . . . .	22
<b>Figure 2.3</b> Molécule de méthyle méthacrylate. . . . .	23
<b>Figure 2.4</b> Exposition de deux zones rapprochées . . . . .	26
<b>Figure 2.5</b> Gravure profonde et gravure superficielle . . . . .	31
<b>Figure 2.6</b> Évasement inverse ou évasement normal de la gravure. . . . .	33
<b>Figure 2.7</b> Schéma de la mesa . . . . .	33
<b>Figure 2.8</b> Profil gaussien du faisceau incident et profil de la dose dans le PMMA . . . . .	35
<b>Figure 2.9</b> Le système en double couche : profil de résine en saillie facilitant le soulèvement . . . . .	35
<b>Figure 2.10</b> Schéma des contacts ohmiques . . . . .	37
<b>Figure 2.11</b> Schéma des contacts de surface à barrière Schottky . . . . .	38
<b>Figure 2.12.1</b> Micrographie d'un point de contact quantique . . . . .	41
<b>Figure 2.12.3</b> Micrographie d'une île de Coulomb, vue globale. . . . .	41
<b>Figure 2.12.2</b> Micrographie d'une île de Coulomb. . . . .	41

<b>Figure 3.1</b> Schéma du principe du montage de caractérisation .....	45
<b>Figure 3.2</b> Montage pour la caractérisation des PCQ. ....	47
<b>Figure 3.3</b> Effet tunnel à travers des barrières de potentiel pour l'île de Coulomb. ....	49
<b>Figure 4.1</b> Magnétoconductance pour la croissance NRC1532 à 0.30K. ....	52
<b>Figure 4.2</b> PCQ de $w=260\text{nm}$ présentant les caractéristiques du confinement 1D, à 1.2K et champ magnétique nul. ....	53
<b>Figure 4.3</b> PCQ de $w=240\text{nm}$ ne présentant pas les caractéristiques du confinement en 1D, à 0.30K et champ magnétique nul. ....	54
<b>Figure 4.4</b> PCQ de $w=260\text{nm}$ présentant les caractéristiques du confinement 1D et les structures à faibles tensions, $\nu=8$ . ....	55
<b>Figure 4.5</b> Différents facteurs de remplissage pour un PCQ de $w=260\text{nm}$ présentant les caractéristiques du confinement 1D. ....	56
<b>Figure 4.6</b> Différents facteurs de remplissage pour un PCQ de $w=240\text{nm}$ ne présentant pas les caractéristiques du confinement 1D. ....	57
<b>Figure 4.7</b> Amplitude des oscillations en fonction du facteur de remplissage. ....	58
<b>Figure 4.8</b> Comparaison entre des PCQ de $w=260$ et $w=350$ , $\nu=12$ . ....	59
<b>Figure 4.9</b> Conductance en fonction de la tension pour une seule grille polarisée comparée à un PCQ de $w=260\text{nm}$ , $\nu=8$ . ....	60
<b>Figure 4.10</b> Conductance en fonction de la tension de grilles pour le même PCQ à 0.30K et 4.50K pour $w=240\text{nm}$ , $\nu=8$ . ....	61
<b>Figure 4.11</b> Amplitude des oscillations de la conductance en fonction de la température. ...	62
<b>Figure 4.12</b> PCQ étroit ayant une barrière de potentiel à son centre et PCQ plus large .....	64

## INTRODUCTION

Depuis ses débuts, l'électronique a toujours évolué vers la miniaturisation. Une étape importante fut le passage à l'électronique intégrée. L'apparition des circuits intégrés de la micro-électronique a permis entre autres l'apparition d'ordinateurs personnels puissants, tels que ceux que nous utilisons aujourd'hui. La limite à la complexification et à la miniaturisation des circuits intégrés a toujours été liée à la résolution des processus lithographiques utilisés pour les fabriquer. Le type de lithographie le plus couramment utilisé dans l'industrie est la photolithographie aux ultraviolets. Au début des années 80, cette technologie permettait d'obtenir des composantes avec une résolution légèrement inférieure à  $3\mu\text{m}$ . Les progrès techniques ont permis d'amener graduellement cette résolution à des dimensions inférieures à  $1\mu\text{m}$ . Par exemple, la production actuelle par la compagnie Intel du processeur P6 se fait à une résolution de  $0.3\mu\text{m}$ . Une nouvelle barrière apparaît maintenant à la poursuite de la miniaturisation : la limite quantique.

Lorsqu'ils atteignent de très faibles dimensions, les dispositifs micro-électroniques commencent à perdre leur comportement habituel pour adopter un comportement quantique. Dans de telles conditions, les règles jusque là utilisées dans la conception des circuits intégrés ne s'appliquent plus. Ces changements forcent l'apparition d'un nouveau type de dispositifs mettant à profit le comportement quantique des électrons. Sous certaines conditions (basse température, matériaux très homogènes) la distance moyenne entre deux collisions pour un électron est supérieure aux dimensions de ces dispositifs. Les électrons s'y comportent donc de manière balistique (sans collisions). Ces dispositifs promettent d'être beaucoup plus rapides que leurs prédécesseurs.

Un premier dispositif, le point de contact quantique (PCQ), a été étudié à plusieurs reprises par différents groupes de recherches et les principales caractéristiques de son comportement sont bien expliquées. Il s'agit d'un court canal quasi-unidimensionnel entre deux réservoirs d'électrons bidimensionnels. En variant la largeur du canal à l'aide d'une grille sous tension, on varie le

nombre de niveaux d'énergie permis à l'intérieur du canal. Ainsi, le PCQ peut agir comme un transistor dont la tension de grille détermine un nombre entier de niveaux occupés par des électrons.

La maîtrise de la fabrication de PCQ est une étape essentielle pour la fabrication et l'étude d'autres dispositifs plus complexes. L'île de Coulomb est un de ces dispositifs. Il s'agit d'un arrangement de PCQ qui forme une boîte quantique séparée par des barrières de potentiel de deux réservoirs d'électrons bidimensionnels. Les électrons ne peuvent entrer et sortir de la boîte quantique que par effet tunnel à travers les barrières de potentiel. Selon l'état de stabilité de l'île de Coulomb en fonction du nombre d'électrons pouvant se trouver à l'intérieur, celle-ci laissera passer un courant ou non. Le régime de blocage de Coulomb est observé lorsque l'île est stable avec un nombre fixe d'électrons. Dans cette situation, il n'y a pas de courant à travers l'île.

Le but de nos recherches est de fabriquer et caractériser une île de Coulomb de très petites dimensions. Par ailleurs, ce dispositif n'a que très rarement été étudié à l'aide de champs magnétiques. Ceux-ci permettent d'étudier plus à fond le comportement de l'île en modifiant la distribution des états d'énergie (formation de sous-bandes de Landau, effet Zeeman) à l'intérieur et à l'extérieur de l'île.

Pour étudier les phénomènes associés à l'île de Coulomb, une compréhension du comportement des gaz d'électrons bidimensionnels avec et sans champ magnétique est nécessaire. Un champ magnétique permet de lever la dégénérescence entre les niveaux de Landau du gaz d'électrons ainsi que de définir des états de bords qui jouent, à champ magnétique élevé, un rôle essentiel dans les propriétés de conduction. En outre, il est important de comprendre le comportement du point de contact quantique en tant que confinement quasi-unidimensionnel, celui-ci étant une composante de l'île de Coulomb. Avec ces outils, on peut développer une théorie de base pour expliquer certains comportements des îles de Coulomb.

En appliquant un potentiel négatif sur des structures métalliques (agissant comme grilles) à la surface d'un matériau contenant une hétérojonction de haute mobilité, on peut confiner les électrons du gaz d'électrons sous-jacent de manière à définir un court canal de largeur variable (point de contact quantique) ou une boîte quantique séparée de deux réservoirs d'électrons par des barrières de potentiels (île de Coulomb). Dans notre cas, les points de contacts quantiques et les îles de Coulomb sont fabriqués sur un matériau semi-conducteur de type III-V dont la croissance est faite par épitaxie par jets moléculaires. Une hétérojonction GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As de très grande homogénéité est épitaxiée de façon à former un gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface entre le GaAs et le GaAlAs. La difficulté principale pour la réalisation de l'île de Coulomb est la fabrication sur la surface du semi-conducteur des structures métalliques nécessaires pour définir les deux barrières de potentiels ainsi que la zone de confinement de la boîte quantique. Les techniques de photolithographie ne donnent pas une résolution suffisante à la définition des structures. Il faut pour cela utiliser la lithographie par faisceau d'électrons. Cette technique met à profit la faible longueur d'onde associée aux électrons accélérés à 30kV. On y utilise les électrons pour bombarder un polymère déposé à la surface du matériau. Ce faisant, on brise une partie des chaînes du polymère, réduisant la masse moléculaire moyenne par endroits. En utilisant un solvant sélectif, on peut dissoudre les régions du polymère ayant été exposées aux électrons. Après cela, une couche mince de métal est déposée par évaporation sur toute la surface du semi-conducteur. La dernière étape consiste à dissoudre à l'aide de solvants la résine restante. Ceci a pour effet de soulever le métal ayant été déposé sur la résine, ne laissant que le métal directement en contact avec le semi-conducteur. On peut ainsi produire des structures métalliques dont les dimensions sont de l'ordre des dizaines de nanomètres à la surface du matériau contenant l'hétérojonction. Sur ces structures seront appliqués des potentiels répulsifs pour confiner les électrons du gaz d'électrons sous-jacent.

L'observation des comportements quantiques des points de contacts quantiques ainsi que de l'île de Coulomb nécessite des températures très basses. La majorité de nos mesures ont été faites entre 0.3K et 2.5K. Pour cela, l'utilisation d'un cryostat à hélium liquide (<sup>3</sup>He ou <sup>4</sup>He) ainsi que d'un

Le système de pompage est nécessaire. Une partie des mesures consiste à déterminer les propriétés du gaz d'électrons bidimensionnel de l'hétérojonction  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  notamment pour savoir si elles sont adéquates pour l'étude de dispositifs à dimensionnalité réduite. Pour cela, des mesures standard de magnétorésistance et de tension de Hall sont faites. Une fois les propriétés du matériau déterminées, l'effet des grilles est caractérisé en variant les potentiels négatifs appliqués sur les structures métalliques pour modifier les dimensions effectives autant des points de contacts quantiques que des îles de Coulomb. Pour étudier les effets de la variation des dimensions effectives, on mesure la conductance à travers le canal dans le premier cas, et à travers les deux barrières de potentiel dans le deuxième cas. Un champ magnétique est parfois utilisé pour mettre en évidence certains comportements particuliers des PCQ et pour faciliter les mesures sur les îles de Coulomb en réduisant le nombre de niveaux de Landau sous l'énergie de Fermi, donc le nombre de niveaux occupés.

En explorant les limites de fabrication habituelles de la lithographie par faisceau d'électrons, il a été possible de mettre au point les structures métalliques nécessaires à l'étude de ces deux dispositifs (PCQ et île de Coulomb). De nombreux dispositifs ont été réalisés à partir de différents matériaux et nous avons étudié le comportement prévu pour un confinement quasi-unidimensionnel ainsi que des caractéristiques supplémentaires dans les propriétés électriques du PCQ. Avec l'île de Coulomb, nous avons étudié la possibilité d'utiliser 6 structures métalliques distinctes pour définir une boîte quantique.

Les chapitres suivants donneront des détails sur les notions théoriques de base (chapitre 1), sur les techniques de fabrication (chapitre 2) nécessaires à la réalisation de ce projet ainsi que sur les techniques utilisées pour la caractérisation des propriétés électriques des dispositifs (chapitre 3). Les résultats seront présentés et discutés au chapitre 4.

## **CHAPITRE 1**

### **THÉORIE**

Le fonctionnement des dispositifs issus de la micro-électronique classique est essentiellement basé sur le comportement de gaz d'électrons tridimensionnels dont beaucoup de propriétés physiques peuvent être décrites par l'intermédiaire d'approches classiques ou semi-classiques. L'amélioration des techniques d'épitaxie de matériaux ainsi que de lithographie a permis l'apparition de systèmes à dimensionnalité réduite, tel les gaz d'électrons bidimensionnels (2D) et les fils quantiques (1D). Dans ces structures, les électrons sont confinés dans un espace dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde associée aux électrons libres. On ne peut donc plus décrire classiquement le parcours des électrons et on doit utiliser la mécanique quantique pour expliquer le comportement des fonctions d'onde des électrons. Pour concevoir des dispositifs quantiques, il est donc important de comprendre au préalable les théories de base sous-jacentes à l'électronique quantique.

Plus spécifiquement, le comportement des points de contacts quantiques et des îles de Coulomb est largement déterminé par le matériau semi-conducteur dans lequel se trouve le gaz d'électrons bidimensionnel. Nous ferons dans un premier temps une description rapide du comportement des électrons dans un système à deux dimensions. Par la suite, nous discuterons du confinement en une dimension dans le contexte du point de contact quantique.

Ces notions sont essentielles à la compréhension du fonctionnement de l'île de Coulomb, celle-ci étant formée par des points de contacts quantiques rapprochés. Le fonctionnement dans le régime de blocage de Coulomb sera également exposé dans le contexte de l'île de Coulomb.

## 1.1 Transport balistique

Les électrons dans un semi-conducteur peuvent subir deux types de collisions, soit les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Dans le premier cas, l'énergie et la grandeur de la quantité de mouvement des électrons sont conservées. La direction du mouvement de l'électron peut cependant changer. Les collisions entre électrons et ions sont de type élastique et la masse des ions peut être considérée infiniment grande par rapport à celle de l'électron. À ces collisions est associé un temps caractéristique de collision élastique ( $\tau_{\text{élastique}}$ ). Ce dernier est principalement déterminé dans un gaz d'électrons bidimensionnel par la concentration d'impuretés et leur position par rapport au gaz d'électrons. En effet, la probabilité de diffusion élastique diminue avec la distance entre les électrons et les impuretés. Les collisions élastiques ont également la propriété de conserver la phase de l'électron.

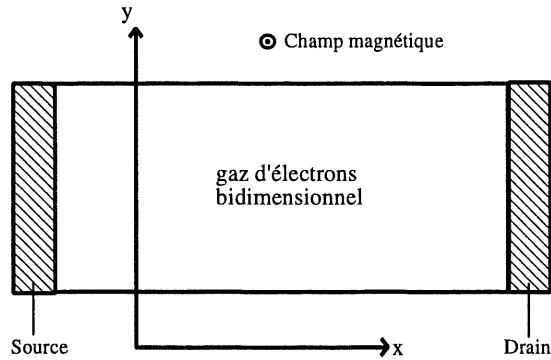
Dans le deuxième cas (inélastique), l'énergie et la quantité de mouvement des électrons ne sont pas conservées. Il s'agit entre autre des collisions électron-phonon. Le temps de collision inélastique ( $\tau_{\text{inélastique}}$ ) est principalement déterminé par la température. Les collisions inélastiques ont la propriété de ne pas conserver la phase de l'électron.

On définit le libre parcours moyen comme la distance que parcourt en moyenne un électron entre chaque collision (élastique ou inélastique). Dans les cas d'un gaz d'électrons dégénéré, à basse température, les collisions élastiques sont déterminantes pour le libre parcours moyen<sup>1</sup>. Il est important de noter que tous les processus de diffusion impliquent les électrons situés au niveau de Fermi.

On parle de régime balistique lorsque le libre parcours moyen des électrons devient plus grand que les dimensions du dispositif étudié. Typiquement, dans les gaz d'électrons bidimensionnels utilisés pour la fabrication de points de contacts quantiques et d'îles de Coulomb, le libre parcours moyen est de l'ordre du micromètre.



## 1.2 Gaz d'électrons bidimensionnel



**Figure 1.1** Configuration d'un échantillon à gaz d'électrons bidimensionnel. Le gaz d'électrons se trouve dans le plan x-y. Le champ magnétique est parallèle à l'axe z.

Prenons un gaz d'électrons 2D de dimensions finies, à température nulle, sous champ magnétique d'intensité variable perpendiculaire au plan du gaz d'électrons. Un courant circule selon l'axe x (voir figure 1.1). On peut mesurer la conductivité parallèlement ( $\sigma_{xx}$ ) et perpendiculairement ( $\sigma_{xy}$ ) au champ électrique appliqué. On définit la conductivité de Hall  $\sigma_H$  comme :

$$\sigma_H = -\sigma_{xy} = -\frac{ne}{B} \quad (1.1)$$

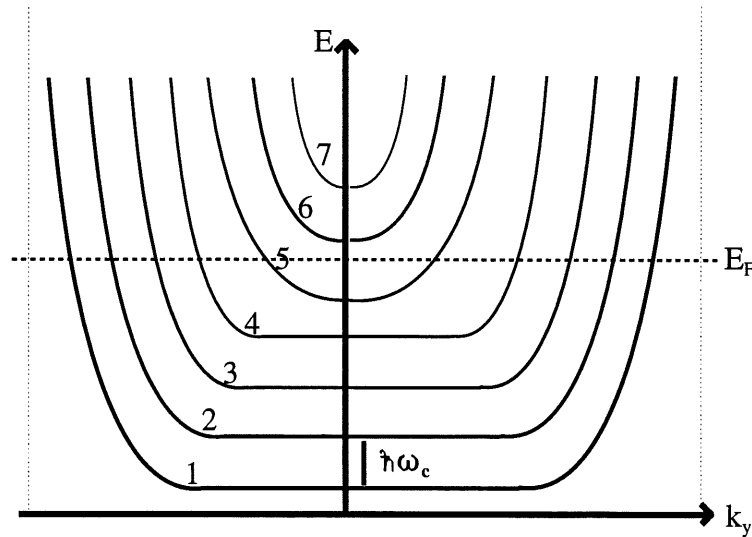
où  $n$  est la densité des porteurs,  $B$  le champ magnétique,  $e$  la charge de l'électron.

Cette relation est obtenue dans le cadre d'une description classique du comportement de la conductivité de Hall pour un gaz d'électrons bidimensionnel. Cependant, elle ne peut expliquer la présence d'effets quantiques qui causent l'apparition de plateaux dans la conductivité de Hall en fonction du champ magnétique (effet Hall quantique). Ces effets furent pour la première fois

observés par von Klitzing et al. en 1980<sup>2</sup>, qui notèrent la présence de plateaux dans la conductance transverse  $\sigma_H$ .

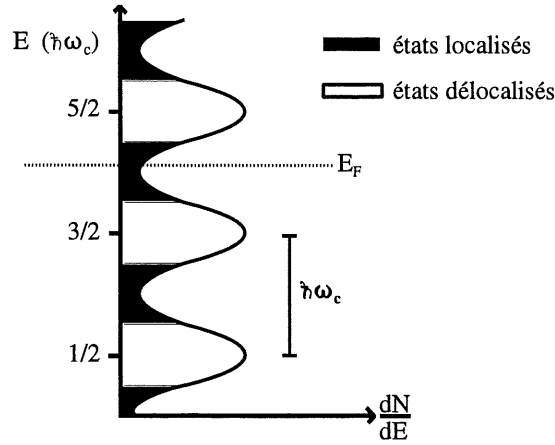
En appliquant un champ magnétique perpendiculairement au plan XY du gaz d'électrons bidimensionnel, la force de Lorentz impose aux électrons de décrire des orbites dans ce plan. Les niveaux d'énergies quantifiés associés aux orbites cyclotrons sont comparables à ceux d'un oscillateur harmonique; leur fréquence angulaire ( $\omega_c = eB/m^*$ ) est déterminée par la masse effective des électrons et par le champ magnétique<sup>3</sup>. Les niveaux de Landau sont les états d'énergies correspondant aux orbites cyclotrons.

Pour un gaz d'électrons en deux dimensions, lorsqu'on applique un champ magnétique perpendiculaire au plan, les niveaux de Landau sont espacés également en énergie par  $\hbar\omega_c$ . L'allure de la relation de dispersion pour un tel système dans un échantillon de largeur finie est illustrée dans la figure 1.2 (on pourra consulter la référence <sup>4</sup> à ce sujet).



**Figure 1.2** Relation de dispersion pour un gaz d'électrons bidimensionnel sous champ magnétique dans un échantillon de largeur finie (les pointillés verticaux représentent les bords de l'échantillon). Les diffusions se font uniquement au niveau de Fermi ( $E_F$ ). Ici, on a supposé que la dégénérescence de spin est levée. La numérotation des niveaux est celle utilisée dans tout le mémoire.

Sur la figure précédente, on voit le niveau de Fermi couper certains des niveaux de Landau. Seuls les niveaux inférieurs au niveau de Fermi sont peuplés par des électrons. Chaque niveau est séparé du suivant par un gap énergétique de  $\hbar\omega_c$  où  $\omega_c$  est la fréquence cyclotron. Pour un échantillon de largeur infinie, les niveaux de Landau occupés par des électrons sont plats. Au centre de la relation de dispersion ( $k_y \sim 0$ ) pour un échantillon de taille finie, on se rapproche d'une situation équivalente à celle du gaz d'électrons de surface infinie, d'où l'aplatissement des niveaux à cet endroit. Si on ne considère que le cas où  $k_y = 0$ , on peut voir la densité d'états en fonction de l'énergie comme une succession de minima et de maxima comme ceux montrés à la figure 1.3.



**Figure 1.3** Énergie en fonction de la densité d'états. Dépendant du champ magnétique, le niveau de Fermi se trouve dans les états localisés ou non. L'élargissement des niveaux est dû principalement aux diffusions des électrons.

Les états se trouvant aux environs des minima sont dits localisés. Lorsque le niveau de Fermi se trouve dans les états localisés, aucune diffusion n'est possible. On obtient alors un zéro de résistivité  $\rho_{xx}$  et de conductivité  $\sigma_{xx}$  auxquels correspond un plateau dans la conductivité  $\sigma_{xy}$  tel que<sup>5</sup> :

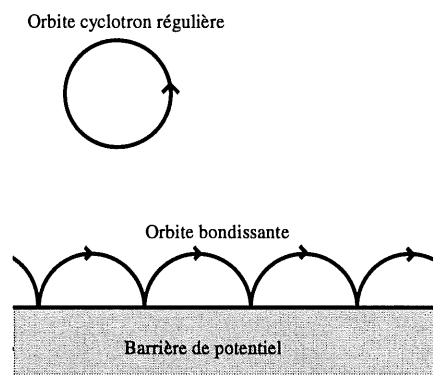
$$\sigma_{xy} = -i \frac{e^2}{h} \quad (1.2)$$

où  $i$  est un entier  $>0$ .

Cette relation exprime la quantification de la conductivité  $\sigma_{xy}$  en unités de  $e^2/h$  par niveau de Landau occupé. Il faut remarquer ici que ceci ne tient pas compte de la dégénérescence de spin des niveaux de Landau. Dans les mesures présentées au chapitre 4, le champ magnétique n'est généralement pas assez élevé pour lever cette dégénérescence de spin. C'est pourquoi, la conduction est quantifiée en unités de  $2e^2/h$  pour les mesures expérimentales.

### 1.3 Formalisme des états de bords

L'orbite cyclotron des électrons du gaz bidimensionnel peut être affectée par le bord de l'échantillon ou par une autre forme de barrière de potentiel. Dans ces deux cas, l'électron est réfléchi par la barrière de potentiel. Comme illustré à la figure 1.4, l'électron peut alors suivre une trajectoire d'orbite bondissante.



**Figure 1.4** Orbite cyclotron régulière et orbite bondissante.

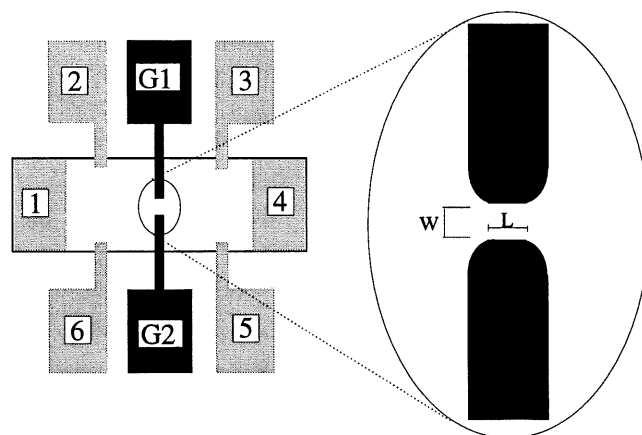
On doit remarquer qu'il s'agit ici d'électrons se trouvant au niveau de Fermi, en accord avec la relation de dispersion de la figure 1.2. Lorsque le champ magnétique est tel que le niveau de Fermi se trouve dans des états localisés (voir figure 1.3) dans les régions éloignées des bords de l'échantillon, les électrons des orbites bondissantes sont les seuls à participer à la conduction. Au zéro de résistivité  $\rho_{xx}$  est associée un plateau de résistivité de Hall  $\rho_{xy}$  relié au nombre de niveaux de Landau ayant des orbites sauteuses qui participent à la conduction. Pour chacun de ces niveaux de Landau existe alors un état de bord formé par les orbites sauteuses associées à ce niveau.

De manière similaire au raisonnement utilisé pour obtenir l'équation 1.2, on déduit que la conduction est de  $e^2/h$  par états de bords occupés ( $2e^2/h$  s'il y a dégénérescence de spin).

### 1.4 Confinement en une dimension

Il est possible de trouver la conductance associée à un conducteur unidimensionnel parfait. Le canal d'un point de contact quantique peut être considéré comme unidimensionnel s'il est d'une largeur comparable à la longueur d'onde associée aux électrons à l'énergie de Fermi. Il s'agit en outre d'un très court fil quantique dans lequel le mouvement des électrons est balistique.

La figure 1.5 montre un schéma d'un point de contact quantique. La nomenclature qu'on y trouve est utilisée dans le reste du mémoire.



**Figure 1.5** Nomenclature de différents éléments des points de contacts quantiques. Les contacts ohmiques (gris) servant à contacter le GE2D sont numérotés de 1 à 6 alors que les grilles (noires) sont identifiées par G1 et G2. Par l'application d'un potentiel répulsif sur les grilles, on forme un canal de largeur  $w$  et de longueur  $L$  dans le gaz d'électrons.

Dans un conducteur parfait **unidimensionnel**, on pose une différence de potentiel  $\Delta\mu$  entre la source et le drain. Dans ce cas, la densité d'états  $dn/dk$  et la vitesse  $v$  des porteurs au niveau de Fermi<sup>6</sup>, sans considérer la dégénérescence de spin, s'écrivent comme :

$$\frac{dn}{dk} = \frac{1}{2\pi} \quad \text{et} \quad v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (1.3)$$

où E est l'énergie des porteurs. D'où on peut calculer la densité d'états :

$$\left( \frac{dn}{dE} \right) = \frac{1}{2\pi \hbar v} \quad (1.4)$$

On peut déduire le courant I qui dépend de cette densité d'états à l'aide de :

$$I = ev \left( \frac{dn}{dE} \right) \Delta\mu \quad (1.5)$$

Tel qu'en remplaçant dans l'équation précédente la densité d'états, on obtient :

$$I = \frac{e}{h} \Delta\mu \quad (1.6)$$

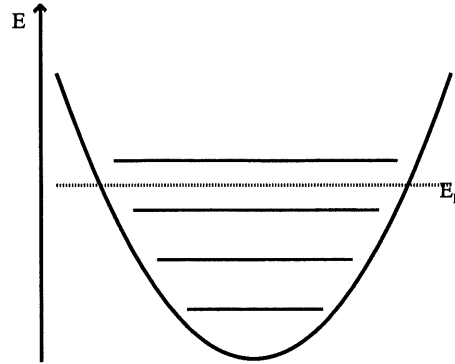
Chaque sous-bande contribue donc à la conductance G de manière indépendante de l'énergie. La conductance d'une sous-bande est donnée par :

$$G = \frac{I}{V} = \frac{Ie}{\Delta\mu} = \frac{e^2}{h} \quad (1.7)$$

Pour les points de contacts quantiques de taille comparable à la longueur d'onde associée aux électrons au niveau de Fermi, la conduction pour un niveau est donc indépendante de la géométrie du puits de potentiel.

Par contre, le nombre de niveaux de conductance à l'intérieur d'un point de contact quantique dépend de la forme et des dimensions du puits de potentiel. Un modèle généralement accepté pour les PCQ tels que ceux fabriqués ici est celui du puits parabolique<sup>7</sup>. En variant la largeur et/ou la profondeur du puits parabolique, on déplace les sous-bandes du puits par rapport au niveau de

Fermi (voir figure 1.6). Ainsi, lorsque le puits devient plus étroit, le nombre de sous-bandes occupées diminue et pour chaque sous-bande qui devient non occupée, la conduction diminue de  $e^2/h$ . On peut diminuer la conduction par multiples entiers de  $e^2/h$  jusqu'à ce que celle-ci soit à zéro. Dans ce dernier cas, on dit que le PCQ est pincé, formant une barrière de potentiel entre son entrée et sa sortie.



**Figure 1.6** Puits de potentiel parabolique analogue à un PCQ. Les niveaux d'énergie sont espacés également en énergie.

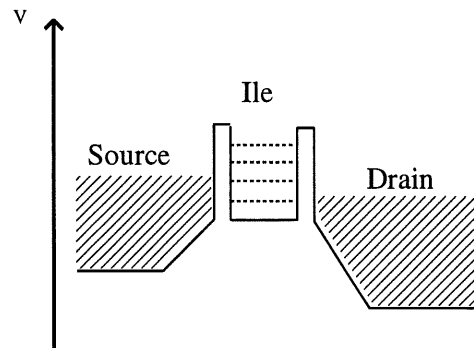
À l'intérieur du point de contact quantique il n'y a pas de résistance, les électrons se déplaçant balistiquement. Néanmoins, on observe expérimentalement une résistance électrique associée aux PCQ. Cette résistance électrique est attribuable aux changements d'impédance à l'entrée et à la sortie du canal du PCQ, ce dernier étant connecté à deux réservoirs d'électrons bidimensionnels. La résistance mesurée des PCQ est donc associée aux diffusions d'électrons à l'entrée et la sortie du canal 1D.

### 1.5 Régime de blocage de Coulomb

Le régime de blocage de Coulomb peut être obtenu lorsqu'une île d'électrons est séparée par des barrières de potentiel minces de deux réservoirs d'électrons (voir figure 1.7). Les électrons peuvent traverser les barrières de potentiel par effet tunnel pour entrer et sortir de l'île, mais celle-ci est



stable avec un nombre d'électrons donné qui dépend de sa superficie et de sa forme.



**Figure 1.7** Ile de Coulomb. Les électrons peuvent entrer et sortir par effet tunnel au travers des barrières de potentiel.

Deux situations peuvent se présenter lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les deux réservoirs d'électrons :

A- Si l'île de Coulomb est de dimension telle qu'elle est stable avec un nombre *non entier* d'électrons (32,4 par exemple), le nombre d'électrons présents à l'intérieur oscillera entre le nombre entier supérieur et le nombre entier inférieur à celui-ci: Un électron du réservoir dont le potentiel est le plus élevé pénétrera dans l'île pour amener son nombre d'électrons au nombre entier supérieur. Par la suite, un électron quittera l'île vers le réservoir dont le potentiel est le plus bas, laissant à l'île le nombre entier inférieur d'électrons. Le processus se répétant, on obtient donc un courant d'un électron à la fois entre les deux réservoirs d'électrons.

B- Si l'île de Coulomb est de dimension telle qu'elle est stable avec un nombre *entier* d'électrons (35 par exemple), le nombre d'électrons présents à l'intérieur de l'île sera fixe. Les électrons du réservoir de potentiel plus élevé ne peuvent donc pas pénétrer facilement et les électrons de l'île ne traverseront pas facilement vers le réservoir de potentiel plus bas. On nomme cette situation où il n'y a pas de courant d'électrons le régime de **blocage de Coulomb**.

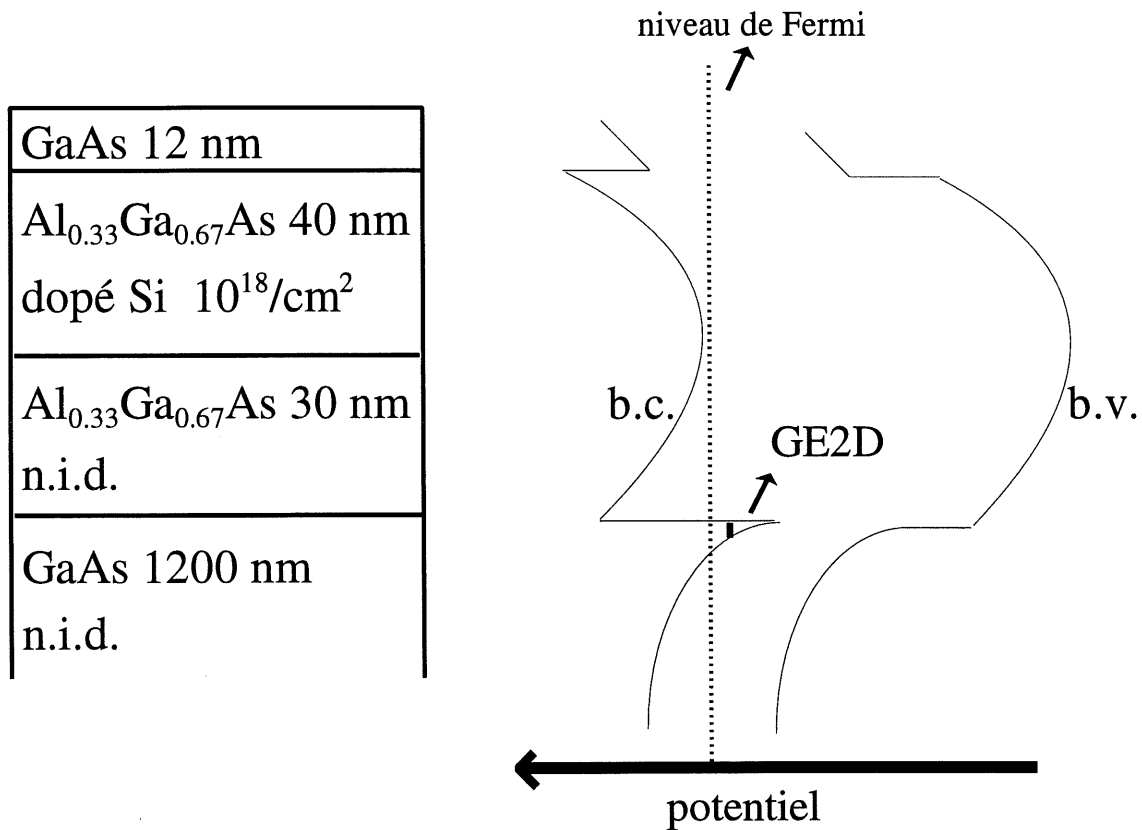
En variant la dimension d'une île de Coulomb, une succession de maxima et de minima de conductance seront observés, correspondant à une alternance des situations A et B respectivement.

## CHAPITRE 2

### FABRICATION

#### 2.a Épitaxie par jets moléculaires

Pour les mesures de transport d'électrons qu'on effectue, on a recours à une hétérojonction GaAs-AlGaAs comme celle illustrée à la figure 2.1. Dans ce type de matériau, les électrons libres forment



**Figure 2.1** Croissance NRC1532 faite par épitaxie par jets moléculaires et schéma de bandes correspondant. Les couches marquées n.i.d (non-intentionnellement dopées) n'ont qu'un dopage résiduel très faible.

dans le plan de l'hétérojonction un gaz d'électrons bidimensionnel. Les électrons libres doivent aussi avoir un libre parcours moyen de l'ordre du micromètre afin de pouvoir étudier les dispositifs en régime balistique. Pour cela, une grande mobilité est nécessaire. Pour une densité de porteurs donnée, un matériau très pur et homogène aura une meilleure mobilité. Pour nos dispositifs, la mobilité est d'environ  $300\,000\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$  ou plus. Pour atteindre une telle mobilité avec une hétérojonction GaAs-AlGaAs, la technique de croissance par épitaxie par jets moléculaires est utilisée. Cette technique permet d'obtenir des couches minces de semi-conducteurs très homogènes, dont la variation de l'épaisseur est de l'ordre d'une monocouche atomique. La technique d'épitaxie par jets moléculaires appliquée à la fabrication d'hétérojonctions de haute mobilité a été décrite plus en détail par Witkowsky et al.<sup>8</sup>.

Les matériaux utilisés pour ces recherches ont été épitaxiés au Conseil national de recherche du Canada à Ottawa, par l'équipe de Peter Coleridge. Les matériaux utilisés pour la fabrication des dispositifs provenaient des croissances 1532, 1441 et 1801. Ces trois matériaux étaient similaires en ce qui concerne les couches impliquées dans la formation du gaz d'électrons bidimensionnel. De plus, le gaz d'électrons se trouve dans tous les cas à la même profondeur par rapport à la surface. La figure 2.1 donne le schéma de la croissance 1532.

Sur la figure 2.1 on voit que le gaz d'électrons bidimensionnel se trouve à une profondeur de 82nm sous la surface. Dans les matériaux considérés individuellement, la position des bandes par rapport au niveau de Fermi est déterminée à basse température par le dopage du matériau. En outre, le gap des composés  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  est fixé par le paramètre  $x$ , dans notre cas  $x=33\%$ . Un dopage type N fait diminuer en énergie les bandes de conduction et de valence par rapport au niveau de Fermi. La courbure de bande dans les matériaux est due à la continuité du niveau de Fermi à travers les couches de dopages différents. La discontinuité à l'interface GaAs-AlGaAs est pour sa part attribuable à la différence d'affinité électronique entre ces deux matériaux. La combinaison de cette discontinuité et de la courbure des bandes fait en sorte que les électrons libres de la couche dopée N sont confinés en deux dimensions à l'interface GaAs-AlGaAs.

Pour augmenter la mobilité et le libre parcours moyen, la couche d'AlGaAs adjacente au gaz 2D n'est pas dopée. En effet, les atomes de silicium de la couche dopée N créent des perturbations dans le réseau cristallin. Par ailleurs, ces atomes ayant perdu un électron créent des potentiels coulombiens aptes à causer des diffusions. En utilisant une couche non dopée d'AlGaAs (couche d'espacement) à l'interface avec le GaAs, on évite ainsi ces diffusions qui réduiraient le libre parcours moyen et rendraient impossible le transport balistique.

La mince couche de GaAs à la surface sert à protéger l'AlGaAs de l'oxydation par l'atmosphère environnante. Pour les croissances 1532 et 1441, cette couche est résiduellement dopée type P, alors qu'elle est dopée type N pour la croissance 1801. Le dopage de cette couche n'a pas d'influence sur les propriétés électriques du gaz d'électrons bidimensionnel.

Sur la figure 2.1, on voit que le niveau de Fermi coupe la bande de conduction à un seul endroit: à l'interface GaAs-AlGaAs. À cet endroit, le puits de potentiel est suffisamment étroit pour avoir un confinement en deux dimensions et la conduction à basse température ne fait intervenir que les niveaux de ce puits quantique se trouvant sous l'énergie de Fermi.

## 2.b Lithographie par faisceau d'électrons

La conception de dispositifs quantiques sur les matériaux décrits précédemment nécessite des techniques de fabrication permettant d'atteindre une très grande résolution. En effet, il est essentiel pour pouvoir observer les effets quantiques d'avoir des structures dont les dimensions critiques sont inférieures à la distance moyenne entre deux collisions inélastiques. Dans les matériaux que nous utilisons, cette distance inter-collisions est de l'ordre de  $10^{-6}$  m. Pour la fabrication de dispositifs complexes, une résolution de l'ordre de  $10^{-8}$  m est indispensable. Une telle résolution ne peut être atteinte avec la lithographie par ultraviolets, à cause de la longueur d'onde beaucoup trop grande des photons ( $\sim 10^{-7}$  m) qui implique l'apparition de phénomènes quantiques indésirables tel la diffraction. Un électron accéléré à 30kV a pour sa part une longueur d'onde de de Broglie de

$7 \times 10^{-12}$  m. Sous de telles conditions, la longueur d'onde des électrons n'est pas un facteur limitatif pour la fabrication de nanostructures, ce qui fait de la lithographie par faisceau d'électrons un moyen privilégié de réaliser des dispositifs quantiques.

La lithographie par faisceau d'électrons comporte un second avantage, par son principe d'écriture directe. Ceci signifie qu'il n'est pas nécessaire de fabriquer des masques photolithographiques pour définir les motifs à exposer. Il suffit de contrôler la position du faisceau à l'aide d'un ordinateur pour tracer les motifs à exposer.

Dans la fabrication des diverses structures, les électrons accélérés sont utilisés pour briser les chaînes d'un polymère qui sont étalées en couche mince à la surface du matériau. En brisant les chaînes polymériques, on augmente la solubilité du polymère dans certains solvants. En utilisant des solvants sélectifs qui dissolvent beaucoup plus rapidement les chaînes de polymère qui ont une faible masse moléculaire, on peut dissoudre le polymère uniquement aux endroits qui ont été bombardés par les électrons. On obtient ainsi à la surface du matériau des endroits recouverts de résine et d'autres dégagés. Les opérations subséquentes sur le matériau n'affecteront que les endroits dégagés, le reste de la surface étant protégé par une couche de polymère. Par la suite, le polymère restant peut être dissout à l'aide de solvants moins sélectifs et plus forts.

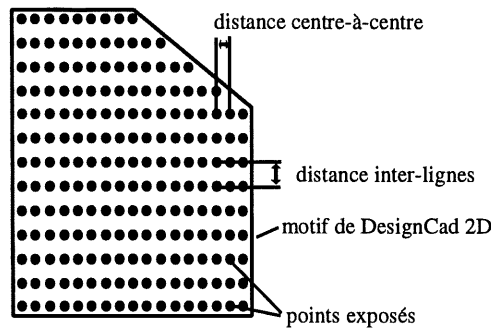
### 2.b.1 Appareil et logiciels utilisés

L'appareil utilisé pour la fabrication des nanostructures ainsi que pour leur observation est un microscope électronique à balayage JEOL-JSM6300. Ce microscope électronique à balayage (MEB) possède un grossissement maximal de 300 000X et une résolution de 3.5nm dans des conditions optimales. La résolution maximale n'est pas déterminée par la longueur d'onde des électrons, qui lui est de beaucoup inférieure, mais par la mise au foyer de ces électrons par les lentilles magnétiques de la colonne génératrice du faisceau d'électrons du MEB. Ainsi, c'est la taille de sonde, définie comme le diamètre du faisceau d'électrons à la surface du matériau, qui donne

la résolution maximale de l'appareil. L'énergie maximale des électrons avec ce MEB est de 30keV. C'est à cette énergie que sont réalisées la plupart des nanostructures et l'ensemble des étapes préalables de fabrication. Il est cependant possible de travailler à plus faible énergie bien que la taille de sonde augmente en diminuant l'énergie. Les plus faibles énergies, entre 5keV et 20keV sont généralement utilisées pour l'observation des nanostructures.

L'observation des nanostructures au MEB est indispensable, les microscopes optiques ayant une résolution insuffisante pour cette tâche. Lors du développement d'une nouvelle nanostructure, le microscope électronique est donc utilisé à la fois comme outil de fabrication et outil d'analyse. Cependant, l'observation des structures des dispositifs fonctionnels est évitée avant la caractérisation à basse température, le faisceau d'électrons pouvant créer des pièges et autres dommages dans le matériau. Ces dommages pourraient diminuer la mobilité du gaz d'électrons bidimensionnel et le rendre impropre à l'étude des comportements quantiques.

Pour la fabrication, le MEB est relié à un ordinateur personnel qui contrôle la position du faisceau d'électrons. L'ordinateur contrôle aussi un intercepteur de faisceau situé au-dessus de l'échantillon. Ce dernier permet d'effectuer une exposition point par point de l'échantillon, sans exposer la résine en des endroits non désirés. Un logiciel de CAO commercial, DesignCad 2D, est utilisé pour faire la conception des motifs exposés. Ce dernier permet de planifier en un seul dessin toutes les étapes de la fabrication. Le contrôle du faisceau et de l'intercepteur se fait à l'aide d'un second logiciel, Nanometer Pattern Generation System (NPGS) de J.C. Nability Lithography Systems, qui interprète les motifs dessinés à l'aide de DesignCad 2D.



**Figure 2.2** Exposition par NPGS. Les motifs DesignCad sont transformés en matrices de points.

NPGS transforme les motifs de DesignCad 2D en des matrices de points dont on peut contrôler la distance entre les points exposés sur une rangée (distance centre-à-centre) ainsi que la distance entre les rangées de points (distance interligne), tel qu'illustré à la figure 2.2. Pour la plupart des applications, ces deux distances (centre-à-centre et interligne) sont égales. Pour diminuer le temps total d'exposition de certains gros motifs, une distance interligne plus grande est parfois utilisée. Cependant, un facteur supérieur à deux entre ces distances causerait des non-uniformités dans la résine exposée et nuirait aux étapes subséquentes du traitement de l'échantillon. Les distances interlignes et centre-à-centre permettent d'ajuster partiellement la résolution du motif lors de son exposition. Plus ces distances seront petites, meilleure sera la résolution. Notons toutefois que des distances plus petites que nécessaire augmentent le temps d'exposition très significativement. Lors d'une exposition dont l'étendue dans le temps est trop grande, certains paramètres peuvent changer, dont la température du substrat et le courant du faisceau d'électrons. Des anomalies (sur-exposition ou sous-exposition de certaines régions) dans les motifs peuvent s'en suivre en raison de la variation de ces paramètres dans le temps. L'ajustement des distances interligne et centre-à-centre se fait donc en fonction d'un compromis entre la résolution lors de l'exposition du motif et le temps d'exposition.

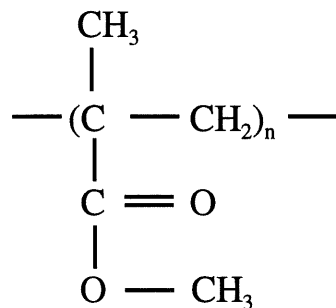


Le logiciel NPGS permet aussi de choisir la dose d'électrons pour chaque portion du motif (nombre d'électrons/unité de surface) et le grossissement utilisé. Le grossissement maximal permis avec NPGS est de 10 000X. Le grossissement choisi influence la résolution de la lithographie ainsi que les dimensions du champ d'écriture. A faible grossissement, le positionnement du faisceau d'électrons devient moins précis, rendant le travail de haute résolution impossible. Cependant, à fort grossissement, le champ d'exposition (espace dans lequel peut se déplacer le faisceau) devient plus petit, rendant impossible l'exposition de motifs de grandes dimensions. Le grossissement fait donc aussi l'objet d'un compromis entre la résolution et la grandeur des motifs exposés.

Il est important de noter que le logiciel NPGS contrôle le MEB de telle sorte que les points de la matrice (voir figure 2.2) sont exposés successivement, en bloquant le faisceau avec l'intercepteur entre chaque point.

### 2.b.2 Polymère et solvants utilisés

Tel que vu dans l'introduction, le faisceau d'électrons est utilisé pour briser la maille d'un polymère. Dans notre cas, le polymère utilisé est du poly[méthyle méthacrylate] (PMMA). La figure 2.3 donne le schéma de la molécule du monomère méthyle méthacrylate.



**Figure 2.3** Molécule de méthyle méthacrylate.

Ce polymère est transparent et vitreux à l'état solide et à température de la pièce. Pour l'étendre sur nos échantillons semi-conducteurs, il est d'abord dissout dans divers solvants pour ensuite être étalé par effet centrifuge. Deux types de mélanges sont utilisés ici : Le premier type, plus facilement soluble, est à base de PMMA dont la masse moléculaire moyenne se situe aux environs de 120 000 (faible masse moléculaire). Le second type, moins soluble, est à base de PMMA de masse moléculaire moyenne d'environ 900 000 (haute masse moléculaire). Nous verrons par la suite comment ces différences de solubilité peuvent être interprétées en termes de sensibilité aux électrons et comment la combinaison de ces résines peut faciliter la fabrication de certaines structures.

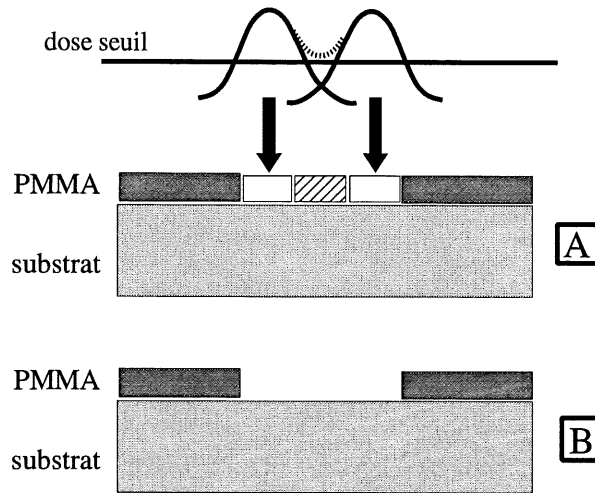
Plusieurs solvants peuvent être utilisés pour dissoudre le PMMA, et ce dans différentes proportions, selon les besoins. Les solvants les plus couramment utilisés sont le chlorobenzène, l'ortho-xylène et le méthyle isobutyle cétone. Le chlorobenzène est le plus fort de ces solvants et il est utilisé pour les concentrations les plus élevées de PMMA (par exemple, 15%). Pour les concentrations plus faibles (2.5% à 6%), l'ortho-xylène est généralement utilisé, avec parfois une certaine portion de chlorobenzène ajoutée pour faciliter la dissolution. Le méthyle isobutyle cétone est utilisé pour les concentrations intermédiaires (4% à 8%). Les solvants moins puissants comme l'ortho-xylène sont préférés au chlorobenzène pour leur viscosité plus faible facilitant l'étalement de couches minces.

Ces résines sont par la suite étendues sur les échantillons à l'aide d'une tournette. Habituellement, une goutte de résine est déposée sur l'échantillon, au centre de la tournette. L'échantillon est par la suite mis en rotation à 5000 révolutions par minute pendant 1 minute. Par la suite, l'échantillon est mis dans un four à 180°C pendant quelques heures pour étuver la résine de sorte qu'il ne reste aucun solvant. Les diverses concentrations de résines permettent d'obtenir différentes épaisseurs pour chaque type de résine (haute et faible masse moléculaire), les plus fortes concentrations donnant des couches plus épaisses. La résine 15% de faible masse moléculaire donne par exemple une couche de PMMA d'environ 1200nm. Ces couches épaisses sont nécessaires pour le

soulèvement de couches métalliques de 50nm et plus, tel que nous le verrons plus loin pour les surfaces de micro-soudures. En général, pour la fabrication de structures métalliques, une couche de PMMA 10 fois plus épaisse que la couche de métal évaporée est minimale pour réussir le soulèvement.

### 2.b.3 Effet de proximité et effet de chauffage

Lors de la conception d'un nouveau motif à l'aide de DesignCad 2D, on doit prendre en considération plusieurs effets qui déforment le motif à l'exposition. Le plus important d'entre eux est l'effet de proximité. Lors de l'exposition, les électrons de 30keV ayant une énergie plus grande que ce qui est nécessaire pour strictement briser les mailles du polymère, la majeure partie de ces électrons traversent la couche de polymère et pénètrent le matériau. Selon la densité du semi-conducteur sous-jacent à la couche de polymère, un certain pourcentage des électrons est rétro-diffusé par le semi-conducteur. Une partie des électrons incidents dans le matériau est donc renvoyée vers la couche de polymère où ils brisent de nouveau des liens chimiques. Ces électrons rétro-diffusés s'ajoutent donc aux électrons incidents pour donner la dose totale dans le polymère (quantité d'électrons traversant le polymère par unité de surface). Cependant, la rétro-diffusion des électrons se fait de manière diffuse. Autour d'un point d'exposition isolé, la dose diminue avec la distance par rapport au centre d'exposition selon un profil gaussien<sup>9</sup>. Deux régions exposées en proximité l'une de l'autre s'influencent donc mutuellement par leurs électrons rétro-diffusés : Comme le montre la figure 2.4, la queue de chaque gaussienne se superpose de telle sorte qu'une région non exposée de polymère franchit la dose seuil d'électrons nécessaire à sa dissolution lors du développement. Lors de la conception d'un dispositif, on doit prendre en considération le fait que les éléments les plus rapprochés (à moins de 500nm les uns des autres) s'influencent mutuellement lors de l'exposition. Il faut donc diminuer la dose de ces éléments. En outre, comme nous le verrons plus loin, il nous est impossible, avec des électrons de 30keV et moins, de réaliser des structures avec moins de 15nm d'espacement.



**Figure 2.4** (A) À l'exposition, deux zones rapprochées sont soumise à un profil gaussien d'électrons. (B) Au développement, le PMMA entre les deux zones exposées est aussi enlevé.

Il faut noter que les effets de proximité sont proportionnels à la densité du substrat, de telle sorte qu'ils sont plus importants dans le GaAs et l'AlGaAs que dans le silicium.

Un second effet déforme les motifs exposés par rapport aux motifs dessinés. Il s'agit des effets de chauffage du semi-conducteur et du polymère par les électrons incidents. Les électrons de 30keV qui diffusent à l'intérieur du matériau le font en perdant une certaine énergie. Cette énergie est transformée en chaleur qui se dissipe sur une région restreinte (quelques micromètres) du semi-conducteur et du polymère à la surface. Lorsque la température est plus élevée, les mailles du PMMA se brisent plus facilement, de telle sorte que la dose d'électrons nécessaire pour atteindre la dose seuil (dose à laquelle la résine sera dissoute au développement) est plus faible. Plus la densité de courant du faisceau d'électrons incident est élevée, plus les effets de chauffage sont importants. Comme la taille du faisceau (taille de sonde) augmente pour les courants plus élevés, un courant très faible ( $\sim 5$  pA) est utilisé lors de l'exposition des nanostructures. En outre, ceci diminue significativement, sans toutefois l'éliminer, le chauffage du semi-conducteur et du polymère.

#### 2.b.4 Révélateurs pour le PMMA

Une fois l'exposition effectuée, on utilise un solvant ou une combinaison de solvants comme révélateur. Ces solvants sont sélectifs en termes de masse moléculaire et ne dissolvent que les chaînes de polymère qui ont été brisées par le faisceau d'électrons et dont la masse moléculaire est inférieure au seuil de dissolution. Si le PMMA est au départ de plus haute masse moléculaire, plus de brisures dans les chaînes polymériques et donc plus d'électrons incidents sont nécessaires pour atteindre le seuil de dissolution dans le révélateur. C'est pourquoi les résines de haute masse moléculaire sont dites moins sensibles aux électrons que les résines de faible masse moléculaire, bien qu'il s'agisse du même polymère et des mêmes mécanismes chimiques. Deux mélanges sont utilisés ici comme révélateurs : alcool isopropylique:eau (AIP:H<sub>2</sub>O 9:1) et alcool isopropylique:méthyle isobutyle cétone (AIP:MIBC 3:1). La température à laquelle s'effectue le développement varie peu d'un révélateur à l'autre. Pour l'AIP:H<sub>2</sub>O, elle est de 20°C, alors que pour l'AIP:MIBC, elle est de 23°C.

Par de nombreux tests, nous avons démontré que pour les structures visant à laisser une ligne étroite de résine ou un point de résine, le développement par AIP:H<sub>2</sub>O est plus approprié. À l'inverse, pour les structures visant à ouvrir une ligne étroite dans la résine ou un point vide, le développement par AIP:MIBC est plus approprié. En outre, l'AIP:MIBC est plus rapide, le temps optimal de développement étant de 30 secondes, comparativement à 2 minutes pour le développement à l'AIP:H<sub>2</sub>O.

Ces tests ont été effectués sur des échantillons de silicium pour plus de simplicité. Celui-ci est moins dense que le GaAs, donc moins d'électrons sont rétro-diffusés. Nous avons utilisé une résine de haute masse moléculaire dissoute à 6% de la masse dans un mélange d'ortho-xylène et de chlorobenzène. Toutes les expositions ont été faites à 30keV, avec un courant d'électrons de 5pA. Dans ces conditions, nous avons pu observer de façon répétée des lignes de résine de 15nm à 20nm lorsque développées à l'aide de l'AIP:H<sub>2</sub>O pendant 2 minutes. Avec un développement AIP:MIBC

de 30 secondes, les lignes de résine étaient d'une largeur supérieures à 30nm. Les structures dont il est question dans ce mémoire comportent plusieurs lignes étroites de résines. Bien que la plupart de ces lignes étroites soient en fait beaucoup plus larges (100nm à 200nm) que les dimensions minimales observées sur les tests, le développement par AIP:H<sub>2</sub>O est indiqué pour la fabrication de points de contacts quantiques et d'îles de Coulomb.

Néanmoins, le développement de 30 secondes à l'AIP:MIBC nous a permis de fabriquer des trous dans la résine d'une largeur inférieure à 50nm, alors qu'un développement à l'AIP:H<sub>2</sub>O de 2 minutes engendrait des trous dans la résine de plus de 100nm. Ces trous ont été obtenus en utilisant une exposition multiple pour éviter les effets dus au chauffage de l'échantillon par le faisceau d'électrons incident. Cette technique consiste à exposer un point plusieurs fois successivement, avec un certain temps (de l'ordre de la seconde) entre chaque exposition. Chaque exposition ne compte donc que pour une fraction de la dose totale. Le temps entre les expositions permet à la chaleur de mieux se dissiper. Cette technique comporte le désavantage que l'ensemble de la dose est répartie dans une plus longue période de temps, ce qui implique que certains paramètres peuvent dévier, comme le foyer du microscope électronique ou le courant du faisceau d'électrons. Cependant, pour ce genre de structure (petits trous dans la résine), ces inconvénients ne sont pas significatifs par rapport au gain de résolution dû à l'absence de chauffage de la résine et du matériau par les électrons incidents. Ces effets rendent impossibles la fabrication de trous dans la résine de moins de 150nm de diamètre par une exposition ininterrompue, et ceci indépendamment du révélateur utilisé.

#### 2.b.5 Détermination des paramètres de fabrication des nanostructures

La technique d'exposition multiple n'est pas souhaitable pour la fabrication de lignes étroites de résine, ce genre de structure nécessitant surtout la stabilité des paramètres d'exposition tel que la mise au foyer et le courant. La fabrication de points de contacts quantiques isolés est essentiellement basée sur la fabrication d'une seule ligne de résine étroite. C'est pourquoi nous

n'utilisons pas la technique d'exposition multiple pour les points de contacts quantiques et pour l'île de Coulomb (deux ou trois points de contacts quantiques rapprochés). Cependant, lors de la fabrication de l'île de Coulomb, l'exposition du motif central donne lieu à l'apparition d'effets de chauffage non symétriques dus à l'influence mutuelle de l'exposition des grilles (2 grilles par point de contact quantique). Pour contrer ces effets de chauffage non symétriques, on a plutôt recouru à l'ajustement itératif des doses de chaque grille et de leur ordre d'exposition. Pour ce faire, une première série de tests d'exposition est effectuée. En fonction des résultats obtenus, les doses ainsi que l'ordre d'exposition sont ajustés pour un nouveau test, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'un motif satisfaisant soit obtenu. Cette méthode, bien que laborieuse, demeure la plus efficace pour trouver les doses adéquates pour des structures complexes comme l'île de Coulomb.

Une bonne connaissance du comportement des effets de chauffage, tels qu'observés par les tests effectués sur le silicium, est nécessaire à l'ajustement itératif des paramètres. Il est essentiel de savoir distinguer les effets de chauffage des effets de proximité, les correctifs à appliquer dans un cas et dans l'autre étant différents. Pour les effets de chauffage, il est préférable de changer l'ordre d'exposition des diverses composantes de sorte que le chauffage de la résine soit distribué plus uniformément. Par ailleurs, les effets de proximité ne peuvent être corrigés qu'en diminuant les doses des parties les plus rapprochées les unes des autres.

Outre le fait que la structure comporte plusieurs lignes étroites de résine, le temps de développement plus long consolide le choix de l'AIP:H<sub>2</sub>O comme révélateur. La manipulation des échantillons se faisant manuellement pour cette étape, une certaine incertitude (de l'ordre de la seconde) est associée au temps de développement. Celle-ci, bien que négligeable par rapport à une période de 2 minutes (AIP:H<sub>2</sub>O), est significative sur une période de 30 secondes (AIP:MIBC). Comme l'ajustement des doses se fait de manière itérative, il est nécessaire de minimiser l'incertitude sur le développement pour reproduire le plus précisément possible les conditions de développement d'un échantillon à un autre.

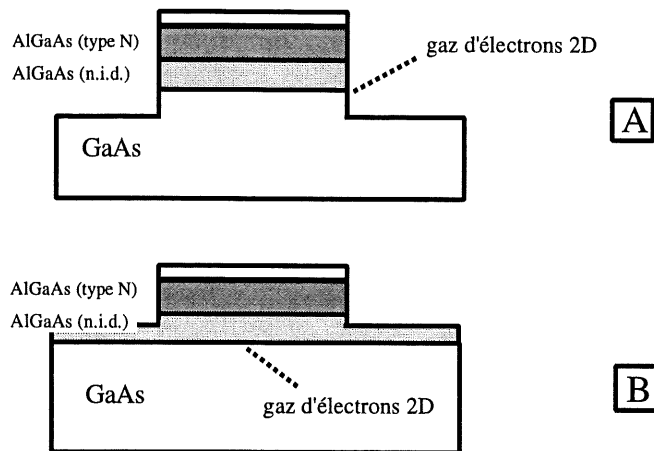
Immédiatement après être sorti du révélateur, l'échantillon est mis dans un bain d'arrêt pendant 30 secondes. Habituellement, l'eau est utilisée comme bain d'arrêt pour le développement par AIP:H<sub>2</sub>O, l'AIP pur est utilisé pour le développement par AIP:MIBC. La dernière étape consiste en un séchage à l'aide d'un jet d'azote.

On doit noter que le développement par AIP:MIBC de 30 secondes avec l'AIP pur comme bain d'arrêt est le plus largement utilisé dans la littérature. Cependant, de nombreuses publications démontrent que ce mode de développement n'est pas le plus performant. Nos tests ont démontré que pour les points de contacts quantiques et les îles de Coulomb, le développement par AIP:H<sub>2</sub>O est plus fiable, notamment à cause de son temps de développement plus grand. D'autres groupes de recherche ont mis au point des révélateurs très efficaces pour fabriquer des structures de résines de très petites dimensions<sup>10,11</sup>. La plupart de ces révélateurs ont néanmoins le défaut d'avoir des temps de développement très rapides, inférieurs à 10 secondes. Une variation d'une seconde représente alors une incertitude de 10% sur le développement. Pour une utilisation optimale des matériaux disponibles, les risques liés à l'utilisation de tels révélateurs rendent ces méthodes de développement rapides impropres à la fabrication de dispositifs.

#### 2.b.6 Gravure de la mesa

Après la lithographie, deux types d'opération peuvent s'effectuer sur l'échantillon : la **gravure** et l'**évaporation**. La gravure vise à définir une région de dimensions données du gaz d'électrons bidimensionnel servant à la caractérisation. Pour ce faire, on détruit le gaz d'électrons sur le reste de l'échantillon. Pour cela, on peut soit graver le matériau au-delà de l'interface GaAs-AlGaAs pour enlever complètement celle-ci (gravure profonde), soit graver le matériau sans atteindre l'interface GaAs-AlGaAs pour enlever uniquement les dopants (donneurs d'électrons) qui peuplent le gaz d'électrons sous-jacent (gravure superficielle). Ces deux types de gravure sont illustrés à la figure 2.5.





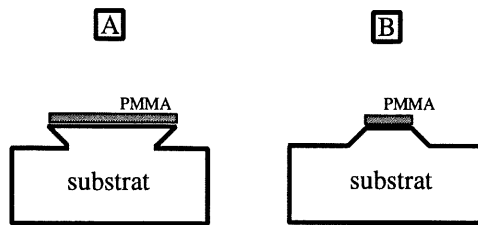
**Figure 2.5** (A) Gravure profonde, le matériau est enlevé jusqu'au GaAs. (B) Gravure superficielle, le matériau est enlevé jusqu'à la couche AlGaAs donneuse d'électrons.

Dans les deux cas (gravure profonde et superficielle), le gaz d'électrons bidimensionnel est éliminé dans les régions de gravure. C'est la gravure superficielle qui a été utilisée pour la fabrication des échantillons des points de contacts quantiques et des îles de Coulomb. Contrairement à la gravure superficielle, la gravure profonde laisse des liaisons chimiques pendantes qui peuvent être occupées par des contaminants. Ceux-ci affectent alors les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel. Par ailleurs, l'attaque chimique sur les bords de la mesa peut être la cause de rugosité accrue pouvant aussi affecter les propriétés de transport. Lorsqu'elle est possible, comme c'est le cas pour les matériaux présentés à la section 2.a, la gravure superficielle est donc préférable à la gravure profonde.

On doit noter que pour certains matériaux, la gravure superficielle n'est pas applicable. C'est le cas lorsqu'une partie ou la totalité des dopants (donneurs d'électrons) se trouvent **au-dessous** du gaz d'électrons. Cette technique est donc limitée aux situations où la totalité des dopants se trouvent **au-dessus** du gaz d'électrons.

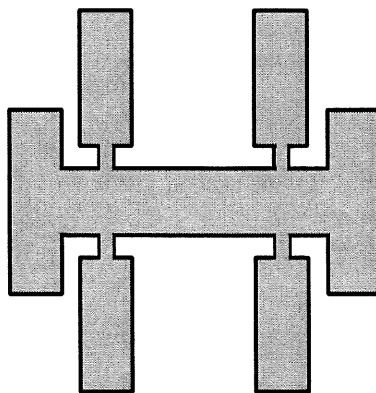
La gravure peut se faire chimiquement (gravure humide) ou physiquement (gravure par plasma). La gravure par plasma n'est pas utilisée avec des hétérojonctions de haute mobilité car elle cause d'importants dommages au matériau, lesquels peuvent entraîner une diminution de la mobilité électronique. La gravure humide est effectuée en plaçant l'échantillon dans un bain d'acide qui enlève les couches de GaAs et d'AlGaAs à la surface de l'échantillon. Pour pouvoir faire une gravure superficielle, il est nécessaire d'avoir un bon contrôle du taux de gravure. Le mélange le plus performant à ce niveau est  $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  dans des proportions de l'ordre de 5:2:200. On peut faire varier le taux de gravure en changeant ces proportions. Pour la situation 5:2:200, à une température de  $17^\circ\text{C}$ , la gravure s'effectue au rythme d'environ 1,0 nm par seconde dans le GaAs et donne une surface très uniforme. Le taux de gravure dans l'AlGaAs est légèrement supérieur, soit d'environ 1,3 nm par seconde.

Le PMMA résiste bien au mélange  $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  et peut donc être utilisé comme masque pour la gravure. Seules les régions de l'échantillon exposées au faisceau d'électrons et où le polymère a été dissout sont attaquées par l'acide. On doit cependant prendre en considération dans la conception d'un dispositif que la gravure humide n'est ni directionnelle, ni isotrope. Ceci signifie que la gravure ne s'effectue pas dans une direction normale au plan, tel qu'illustré à la figure 2.6. Pour la fabrication des îles de Coulomb et des points de contact quantiques, ceci ne pose pas de problème particulier, la gravure ne servant qu'à définir une barrette de Hall qui sert à la fois à la caractérisation du gaz d'électrons bidimensionnel et à la caractérisation du dispositif lui-même. Les points de contacts quantiques se trouvent au centre de cette barrette de Hall.



**Figure 2.6** La gravure peut avoir un évasement inverse (A) ou un évasement normal (B) selon l'axe du cristal.

La gravure faite, l'échantillon est nettoyé dans une succession de solvants : le chlorobenzène, le méthyle éthyle cétone (MEC), l'acétone et l'alcool isopropylique. Tous ces solvants servent à dissoudre le PMMA restant sur la surface de l'échantillon. Il est parfois nécessaire d'utiliser ces solvants à une température d'environ 50°C, dans un bain à ultrasons pour bien nettoyer l'échantillon après une gravure chimique. Sur la surface de l'échantillon se trouve une région en forme de croix de Lorraine ayant été protégée de l'attaque chimique par le PMMA (mesa). La figure 2.7 montre le schéma d'une mesa utilisée pour un dispositif d'île de Coulomb. La mesa est le seul endroit sur l'échantillon où se trouve encore un gaz d'électrons bidimensionnel.

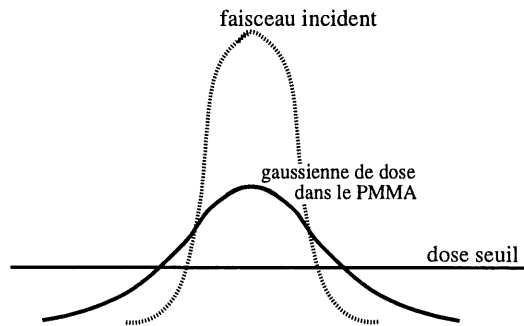


**Figure 2.7** Schéma de la mesa. La partie protégée lors de la gravure est ombrée.

### 2.b.7 Évaporation et soulèvement pour les contacts ohmiques et contacts de surface

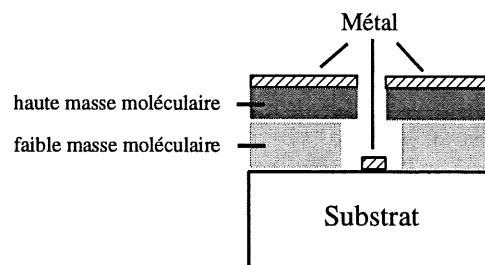
Une fois la mesa définie sur la surface de l'échantillon, le reste des étapes de fabrication consiste essentiellement à des évaporations de métaux. Une fois les étapes d'étalement de résine, de lithographie et de développement complétées, l'évaporation a lieu dans un évaporateur à canon à électrons ou dans un évaporateur thermique. Une couche métallique mince recouvre la totalité de la surface de l'échantillon. Par la suite, l'échantillon est mis dans des solvants forts (MEC et acétone 1:1) pour dissoudre le PMMA médian au semi-conducteur et au métal. Ce processus est communément appelé **soulèvement**. Aidé d'une pipette pour envoyer des jets de solvants, on soulève le métal qui a été évaporé sur le PMMA. Seules les régions de l'échantillon dénudées de PMMA au développement demeurent recouvertes de métal, reproduisant ainsi en métal le motif qui a été exposé au faisceau d'électrons.

Un système fréquemment utilisé pour faciliter le soulèvement est celui des deux couches de PMMA de masses moléculaires différentes. Une première couche est étalée sur l'échantillon, de faible masse moléculaire. Après l'étuvage, une seconde couche est étalée, de haute masse moléculaire. Lors de l'exposition, à cause du profil gaussien du faisceau d'électrons direct et des électrons rétro-diffusés par le matériau, la dose d'électrons incidente sur les couches de résine diminue avec la distance du point nominal d'exposition, tel qu'illustré à la figure 2.8.



**Figure 2.8** Profil gaussien du faisceau incident (ligne pointillée) et profil de la dose dans le PMMA (ligne continue). La dose dans le PMMA est plus évasée à cause des électrons rétrodiffusés.

La couche du dessous étant plus sensible, la dose seuil est atteinte sur une plus grande surface que pour la couche supérieure. Il en résulte donc un profil du bord de résine tel que la couche du dessus est en porte-à-faux par rapport à la couche du dessous. Ceci est illustré dans la figure 2.9.



**Figure 2.9** Le système en double couche permet d'avoir un profil de résine en saillie facilitant le soulèvement

Ce profil en saillie des couches de résines facilite le soulèvement d'une couche épaisse de métal en permettant un découplage complet entre le métal dans les régions exposées et celui dans les régions où le dépôt s'effectue par dessus la résine. Si le découplage est incomplet, le soulèvement peut arracher le métal des régions exposées. Cette technique à double couches de PMMA est utilisée

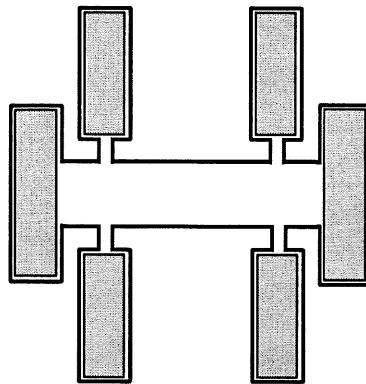
pour la fabrication des contacts ohmiques et des contacts de surface à barrière Schottky que nous verrons plus loin. Par contre, pour des couches de métaux très minces, une seule couche de résine peut être suffisante.

La première évaporation de métaux à être faite sur l'échantillon après la gravure de la mesa est celle des contacts ohmiques diffusés. Ceux-ci servent à contacter le gaz d'électrons bidimensionnel à divers endroits sur la mesa pour la caractérisation. L'évaporation des contacts ohmiques est faite à l'aide d'un système à base d'un canon à électrons. Dans une cloche à vide se trouve l'échantillon et un creuset contenant le métal à évaporer, bombardé par le canon à électrons. Le métal du creuset, porté à l'état gazeux par les électrons incidents, va se déposer sur l'échantillon.

Les contacts ohmiques sur les hétérojonctions 1532 et 1441 se font avec 4 couches de métal qui sont, dans l'ordre d'évaporation : Ge 40nm; Au 60nm; Ni 20nm; Au 200nm. L'épaisseur de chaque couche de métal est mesurée *in situ* à l'aide d'un cristal piézoélectrique dont la fréquence de résonance change avec l'épaisseur de métal se déposant à sa surface. Les couches de PMMA étalées pour cette étape de la fabrication sont respectivement une couche de faible masse moléculaire (dissoute à 15% par poids moléculaire dans du chlorobenzène) sous une autre couche de haute masse moléculaire (dissoute à 4% dans du MIBC).

Afin d'avoir des contacts ohmiques, il faut contacter directement le gaz d'électrons bidimensionnel en faisant diffuser le métal de la surface du matériau jusqu'à l'hétérojonction. Après le soulèvement du métal résiduel, on doit donc effectuer un recuit de l'échantillon à haute température. Néanmoins, lorsque l'échantillon est chauffé, on peut endommager ou modifier le gaz d'électrons bidimensionnel. Pour éviter ce problème, l'échantillon est chauffé pendant une très courte période de temps, soit 60 secondes à une température contrôlée de 450°C. Le temps de montée est d'environ 15 secondes pour atteindre cette température, et le temps de descente est d'environ 10 secondes. Le recuit se fait à l'aide d'un four rapide adapté à de tels échantillons. Lors du recuit, la couche de germanium sert de promoteur de diffusion. Ce métal a la propriété de diffuser très

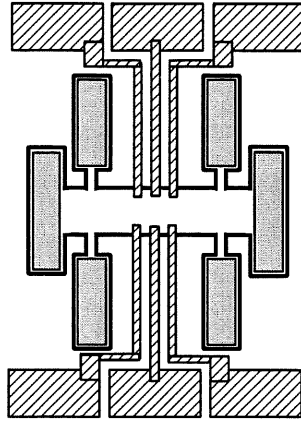
facilement à travers le GaAs. La couche supérieure d'or sert quant à elle à donner une meilleure emprise aux fils d'or attachés ultérieurement sur la surface de l'échantillon par micro-soudure. Ces fils d'or sont nécessaires pour la caractérisation. La figure 2.10 donne un schéma des contacts ohmiques sur une mesa.



**Figure 2.10** Schéma des contacts ohmiques (régions ombrées).

Les contacts de surface sont des régions métalliques déposées à la surface du matériau et dont l'interface avec le semi-conducteur forme une barrière Schottky. Cette barrière de potentiel fait en sorte que les électrons ne circulent pas entre les contacts et le matériau. Ces dépôts métalliques de surface sont composés de deux parties: 1) une région constituée d'une couche métallique épaisse qui sera utilisée pour fixer des fils d'or par micro-soudure; 2) une région où la couche métallique est très mince et dont la forme et les dimensions sont déterminées avec une très grande résolution. Cette dernière région constitue ce qu'on appelle une grille proprement dite, et nous reviendrons plus en détails sur sa fabrication plus loin. L'application d'un potentiel négatif sur un ensemble de structures métalliques convenablement disposées permettra de confiner le gaz électronique dans les régions prédéterminées et de faibles dimensions (PCQ ou île de Coulomb, par exemple). L'évaporation de contacts de surface sur le semi-conducteur perturbe légèrement le gaz d'électrons bidimensionnel sous-jacent. C'est pourquoi on essaie de minimiser l'aire des contacts à la surface du gaz d'électrons bidimensionnel, donc sur la surface de la mesa. Nos tests ont d'ailleurs démontré qu'une mesa étroite (de largeur inférieure à 50nm) rend la caractérisation plus facile et donne de

meilleurs résultats. Ceci est en partie attribuable à l'aire des contacts de surface au-dessus de la mesa qui est plus petite dans le cas des mesas étroites.



**Figure 2.11** Schéma des contacts de surface à barrière Schottky (régions hachurées).

Comme on peut le voir dans la figure 2.11, l'essentiel des contacts de surface épais est hors de la mesa. Ceci permet d'avoir une plus grande surface disponible pour l'attache des fils d'or par micro soudure sans avoir une mesa trop large. L'évaporation des contacts de surface épais se fait à l'aide de l'évaporateur à canon à électrons, tout comme les contacts ohmiques. Deux métaux sont évaporés : 50nm de chrome et 200nm d'or. Le chrome sert ici à l'adhérence des contacts à la surface de l'échantillon, l'or ne collant que très peu au GaAs et à l'AlGaAs. Nous avons opté pour le chrome, non seulement pour son adhérence au GaAs et à l'AlGaAs, mais aussi parce qu'il forme une bonne barrière Schottky avec le GaAs. Pour cette étape de fabrication, les couches de résine étalées sont les mêmes que pour les contacts ohmiques.

#### 2.b.8 Fabrication des nanostructures

Ce sont les contacts de surface minces, qu'on nomme généralement grilles, qui forment l'essentiel d'un dispositif quantique. Bien que la lithographie pour l'ensemble du dispositif soit aussi réalisée par faisceau d'électrons, seules les grilles nécessitent absolument cette technique. Selon le type de grilles requises, différentes résines peuvent être utilisées. Pour les points de contacts quantiques,

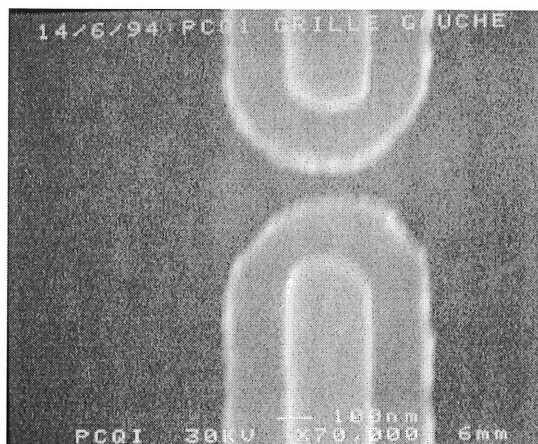


on peut faire usage soit de la combinaison d'une couche de faible masse moléculaire (dissoute à 5%) sous une couche de masse moléculaire élevée (dissoute à 3%); soit d'une seule couche de masse moléculaire élevée dissoute à 6%. Les îles de Coulomb ont été fabriqués avec une seule couche de masse moléculaire élevée à 6%, mais un système à deux couches avec des résines minces (faible pourcentage de PMMA) aurait pu aussi être employé. Bien que l'utilisation d'une résine à une couche ne soit pas habituelle pour la fabrication de nanostructures, nos résultats démontrent qu'il est possible d'obtenir des structures très bien définies, et ce de manière tout à fait reproductible avec une seule couche d'épaisseur intermédiaire. L'usage d'une seule couche de résine a l'avantage de diminuer le nombre total de non-homogénéités dans le PMMA dues à l'étalement par force centrifuge, évitant celles associées à l'étalement de la seconde couche de résine.

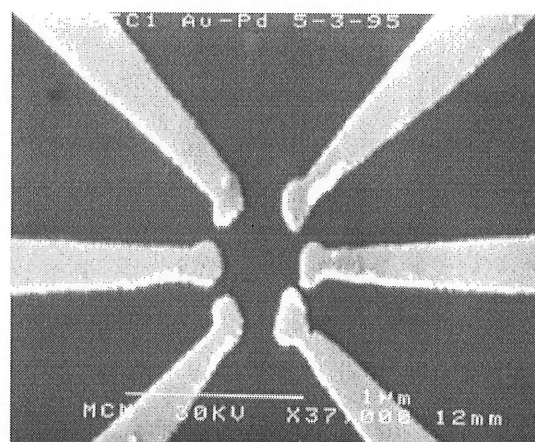
L'évaporation de la couche de métal mince utilisée pour les grilles se fait à l'aide d'un évaporateur thermique. Dans une cloche à vide, l'échantillon est placé face à un creuset de tungstène rempli du métal à évaporer. Le creuset de tungstène est chauffé à blanc par effet Joule, de sorte que le métal s'y trouvant se liquéfie, puis passe à l'état gazeux. Les atomes de métal se déposent par la suite à la surface de l'échantillon et forment une couche métallique uniforme. L'évaporateur thermique est mieux adapté à la déposition de couches plus minces que l'évaporateur à canon à électrons. En outre, l'évaporateur thermique est souvent utilisé pour les alliages. Pour les grilles, on utilise l'alliage de nickel et de chrome (Ni à 80%, Cr à 20%). Ce dernier, bien que plus résistif électriquement que d'autres alliages adhère très bien à la surface des échantillons. Par ailleurs, un facteur important lors des évaporations pour les structures de l'ordre des dizaines de nanomètres est le grain du métal ou de l'alliage à évaporer. Le grain est la grosseur moyenne des amas d'atomes métalliques qui se déposent lors de l'évaporation. Si le grain est plus gros que les détails du motif, ceux-ci seront mal définis et seront partiellement arrachés lors du soulèvement. L'or et le chrome ont un grain trop gros pour la fabrication des nanostructures. Il est donc préférable d'utiliser l'alliage eutectique d'or et de palladium ou l'alliage eutectique de chrome et de nickel. L'alliage chrome et nickel adhère cependant mieux à la surface que l'alliage or et palladium dans le contexte des procédés de fabrication utilisés à l'Université de Sherbrooke.

Sur les figures 2.12, on voit un point de contact quantique photographié à 70 000X (2.12.1), une île de Coulomb à 6 contacts photographiée à 37 000X (2.12.2) ainsi qu'une seconde île de Coulomb photographiée à 6 000X (2.12.3). Les points de contacts quantiques ont été fabriqués avec des bouts arrondis. Il est généralement accepté dans la littérature que l'évasement de l'entrée et la sortie de la constriction quasi-unidimensionnelle favorise l'observation des comportements quantiques de la constriction. Si les potentiels forment des angles trop élevés, plus de diffusions se produisent à ces endroits<sup>12</sup>.

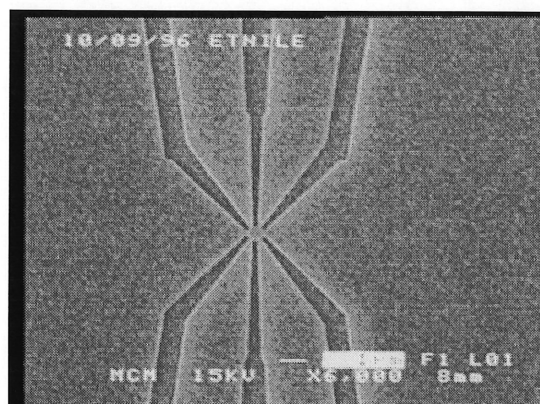
En général, la résolution obtenue ici par lithographie par faisceau d'électrons est supérieure ou égale à celle de la majorité des systèmes comparables d'autres groupes de recherche. Ceci peut être attribué à l'amélioration des techniques de dissolution du PMMA par l'utilisation de différents solvants, ainsi qu'à l'utilisation du révélateur approprié (AIP:H<sub>2</sub>O ou AIP:MIBC) selon le type de structure à fabriquer.



**Figure 2.12.1** Point de contact quantique, après soulèvement.



**Figure 2.12.2** Île de Coulomb, après soulèvement.



**Figure 2.12.3** Île de Coulomb, vue globale, avant soulèvement.

## 2.c Autres applications des techniques de lithographie développées à Sherbrooke

Grâce à sa flexibilité (possibilité d'exposer un motif dessiné sur mesure) et à sa très grande résolution, la lithographie par faisceau d'électrons peut être utilisée pour plusieurs autres applications. Entre autres, la lithographie par faisceau d'électrons est utilisée pour la fabrication de masques optiques de précision (utilisés en photolithographie) et pour la fabrication de dispositifs d'optoélectroniques.

En optoélectronique, un sujet de recherche actuel est la modification locale des propriétés de matériaux destinés à la fabrication de lasers par l'utilisation de masques d'implantation ionique et de recuit thermique. Les masques d'implantation servent à protéger certaines régions d'un échantillon d'une implantation ionique. L'implantation suivie d'un recuit rapide à très haute température (de l'ordre de 900°C) diminue le gap inter-bande des puits quantiques d'un matériau laser. Ce faisant, on peut sélectivement diminuer le gap inter-bande d'un matériau à plusieurs endroits et ainsi produire un échantillon contenant plusieurs lasers émettant à des longueurs d'onde différentes.

La lithographie par faisceau d'électrons permet entre autres de définir des masques pour de tels matériaux pour la fabrication de plusieurs lasers sur un même échantillon et de guides d'onde pour ces échantillons. La lithographie par faisceau d'électrons permet aussi de fabriquer des réseaux de diffraction (réseaux de Bragg) qui sélectionnent des longueurs d'ondes précises. Ces structures pourraient aussi être faites par photolithographie standard. Cependant, la lithographie par faisceau d'électrons permet d'adapter facilement les motifs à exposer en fonction des résultats recherchés. Ici, c'est plus la flexibilité du système que la résolution qui est avantageuse.

Le développement de tels dispositifs d'optoélectronique est présentement en cours dans le groupe de recherche sur les Matériaux pour Composants et Microstructures. Les techniques développées

pour la réalisation des nanostructures ont également été utilisées pour la fabrication de masques pour les applications d'optoélectronique qui ne font pas l'objet du présent mémoire.

## CHAPITRE 3

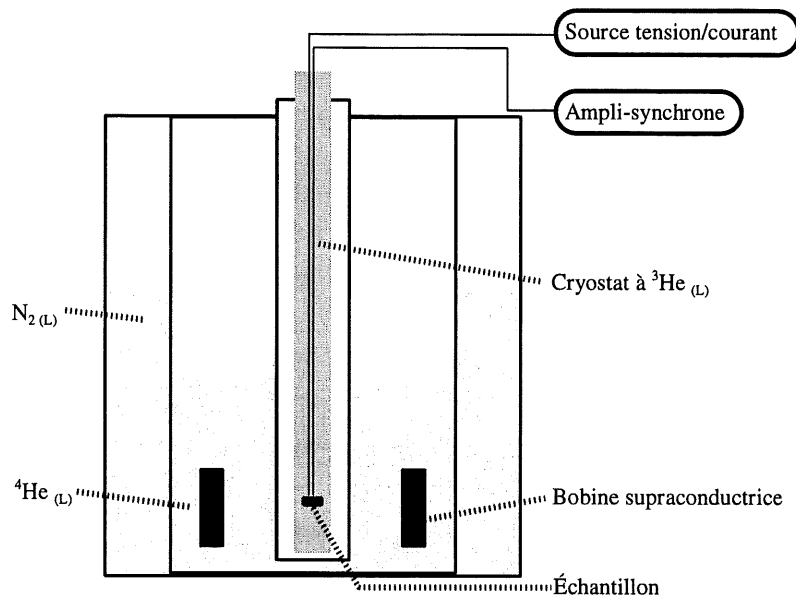
### CARACTÉRISATION

#### 3.1 Montage de caractérisation

Cette section porte sur l'appareillage et les techniques utilisées pour caractériser les échantillons, c'est-à-dire pour mesurer leurs propriétés de transport électrique sous diverses conditions de champ magnétique et de température. On y discute aussi des types de mesures qui peuvent être faites sur les PCQ et les îles de Coulomb.

Dans les hétérojonctions GaAs-AlGaAs décrites au chapitre précédent, certaines propriétés quantiques du gaz d'électrons bidimensionnel ne peuvent être mises en évidence qu'à très basse température. Pour la plupart des mesures rapportées ici, ces températures ont été obtenues à l'aide d'un cryostat à  $^3\text{He}$  pouvant refroidir un échantillon jusqu'à 0.3 K. On atteint cette température en abaissant la pression au-dessus d'un réservoir de  $^3\text{He}$  liquide à l'aide d'une pompe à adsorption par charbon activé. Les atomes de  $^3\text{He}$  s'évaporant du réservoir viennent en contact avec une pièce métallique supportant l'échantillon et en abaissent la température.

Un cryostat à  $^4\text{He}$  a été utilisé pour certains échantillons. Dans ce dernier, l'hélium liquide est pompé par une pompe mécanique à travers une valve à pointeau. Le gaz ainsi détendu circule dans un serpentin qui est en contact thermique avec l'échantillon. Ce système permet d'atteindre 1.2K. Tel qu'illustré à la figure 3.1, le cryostat utilisé est inséré dans un bain d'hélium liquide, qui est lui-même entouré d'azote liquide pour minimiser les effets de la température ambiante sur le système. Une description détaillée des cryostats à  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  est donnée par Frank Pobell dans *Matter and Methods at Low Temperature*<sup>13</sup>.



**Figure 3.1** Schéma du principe du montage de caractérisation. Le cryostat à  $^3\text{He}$  peut être remplacé par un cryostat à  $^4\text{He}$ .

Sur la figure 3.1, on voit aussi les bobines supraconductrices qui servent à générer le champ magnétique. Ce dernier, tel que démontré au chapitre 1, est un outil puissant pour étudier le comportement des électrons dans les semi-conducteurs. Dans notre cas, il permet de séparer les niveaux électroniques en différents niveaux de Landau et d'étudier le comportement des électrons dans les dispositifs dans le régime des états de bords. Un champ magnétique élevé permet d'obtenir des situations telle qu'une partie des niveaux de Landau sont au-dessus du niveau de Fermi, et donc inoccupés. Le champ magnétique est alors un outil de caractérisation du gaz d'électrons bidimensionnel autant que du dispositif quantique. Les bobines supraconductrices utilisées ici permettent d'obtenir des champs magnétiques jusqu'à 16 teslas, bien qu'il n'ait pas été nécessaire de dépasser 10 teslas lors de la caractérisation des échantillons de points de contacts quantiques et d'îles de Coulomb rapportés ici.

Il est nécessaire de caractériser le gaz d'électrons bidimensionnel avant d'étudier le comportement quantique des électrons dans les dispositifs comme le point de contact quantique et les îles de

Coulomb. Cette caractérisation permet de déterminer les valeurs de champs magnétiques correspondants à différents facteurs de remplissage. Elle permet aussi de connaître la densité de porteurs et la mobilité du gaz d'électrons. Pour cela, trois types de mesures sont effectués : la tension de Hall en fonction du champ magnétique, la magnétorésistance et la magnétoconductance.

### 3.2 Mesures faites sur le gaz d'électrons bidimensionnel

La mesure de tension de Hall consiste à mesurer la différence de tension entre les deux côtés de la mesa en fonction du champ magnétique lorsqu'un courant fixe circule à travers l'échantillon. Sur la figure 1.5, le courant est injecté par le contact ohmique 1, le point bas étant le contact 4. Les mesures sont faites en utilisant deux contacts ohmiques transversaux (par exemple 2 et 6) pour mesurer la tension perpendiculairement au courant.

La magnétorésistance est la résistance de l'échantillon au passage d'un courant fixe en fonction du champ magnétique. On peut faire soit une mesure à deux pointes, en mesurant la différence de potentiel entre l'injection de courant et le point bas ; soit une mesure à quatre pointes, en mesurant la différence de potentiel à l'aide de deux sondes de tension adjacentes (par exemple 2 et 3). La mesure à quatre pointes est préférable ; le courant ne passant pas à travers les sondes de tension, on ne mesure donc pas la résistance en série associée aux contacts eux-mêmes.

La magnétoconductance est l'inverse de la magnétorésistance. Il s'agit dans ce cas de mesurer le courant qui passe à travers l'échantillon en maintenant une tension fixe entre l'injection de courant et le point bas (les contacts 1 et 4). Cette mesure ne peut s'effectuer qu'à deux pointes, ce qui la rend moins précise que la mesure de magnétorésistance à 4 pointes.

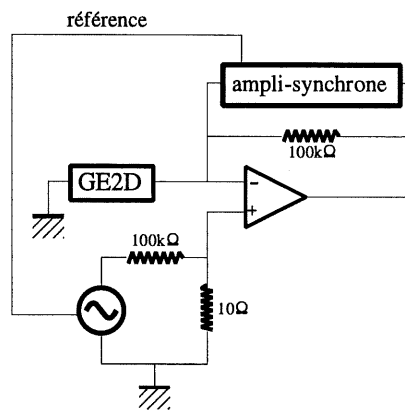
Lors de ces mesures, on applique sur les grilles un potentiel nul par rapport au gaz d'électrons sous-jacent, de telle sorte que les électrons du gaz bidimensionnel ne sont pas déviés de leur trajectoire sous ces grilles. Ces mesures se font donc comme si les grilles (point de contact



quantique ou île de Coulomb) n'existaient pas. Le chapitre suivant comporte une analyse des résultats de la mesure de tension de Hall, de la magnétorésistance et de la magnétoconductance en fonction du champ magnétique.

### 3.3 Mesures faites sur les dispositifs quantiques

Une fois la caractérisation du gaz d'électrons bidimensionnel faite, il est possible de passer à l'étude du comportement des différents dispositifs (PCQ ou île de Coulomb). Dans les deux cas, il s'agit d'appliquer un potentiel négatif, de l'ordre d'un volt, pour repousser les électrons. La portion du gaz d'électrons bidimensionnel se trouvant sous les grilles est ainsi dépeuplée (vide d'électrons libres). Pour un point de contact quantique, on mesure typiquement la conductance d'un bout à l'autre de l'échantillon (entre les contacts 1 et 4 de la figure 1.5) en fonction de la tension appliquée sur ces grilles. La figure 3.2 donne un schéma du montage utilisé pour faire ces mesures. Il s'agit de mesures à deux pointes et à amplitude de tension constante, comme pour la magnétoconductance.



**Figure 3.2** Montage pour la caractérisation des PCQ. Le gaz d'électrons 2D (GE2D) est contacté par les contacts ohmiques. Les grilles sont connectées à un circuit indépendant.

Il est important de noter que vu les faibles courants impliqués, la mesure se fait en détection

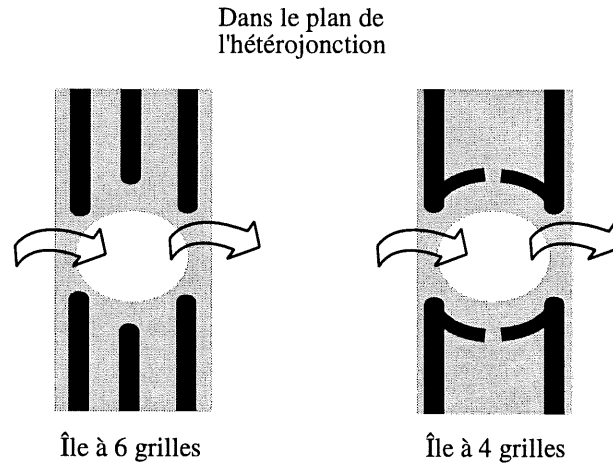
synchrone, à l'aide d'un amplificateur synchrone. Le signal appliqué au travers de l'échantillon est une onde sinusoïdale, d'une fréquence de l'ordre de 10Hz. Les temps d'intégration nécessaires à l'obtention d'un signal clair sont généralement d'une ou trois secondes. Un temps d'intégration long implique un balayage lent de la tension appliqué sur les grilles. Ce balayage se fait à l'aide d'un générateur de rampe fonctionnant en mode d'onde triangulaire dans la plage de fréquences comprises entre 0.0005 Hz et 0.002 Hz.

La caractérisation d'un point de contact quantique peut se faire à champ nul ou avec un champ magnétique, selon les phénomènes qu'on veut observer. La présence du champ magnétique ne modifie en rien les techniques de mesures.

Les propriétés électriques des nanostructures évoluent lentement sur une période de plusieurs heures, même à basse température. C'est pourquoi les séries de mesures doivent être prises dans un court laps de temps, si possible dans une même journée, pour faciliter l'analyse des résultats. Ce phénomène est attribué à des impuretés pouvant se charger ou se décharger, modifiant ainsi légèrement la densité de porteurs et la mobilité du gaz d'électrons.

La caractérisation d'une île de Coulomb utilise un montage similaire. Après la caractérisation du gaz d'électrons bidimensionnel par les techniques mentionnées ci-haut (tension de Hall, magnétorésistance et magnétoconductance en fonction du champ magnétique), les points de contacts quantiques constituant l'île sont caractérisés indépendamment. Cette dernière étape permet de trouver la tension pour laquelle les canaux de chaque point de contact quantique sont fermés. Pour avoir une île de Coulomb à l'aide d'un motif à six grilles, il faut fermer l'entrée et la sortie de l'île, c'est à dire pincer le canal du premier et du dernier point de contact quantique, tout en maintenant le point de contact quantique central à une tension suffisante pour dépeupler le gaz d'électrons se trouvant directement sous ses grilles. Les électrons du gaz bidimensionnel sous-jacent aux grilles soumises à ces tensions se répartissent comme à la figure 3.3. On obtient ainsi une barrière de potentiel à l'entrée et à la sortie de l'île de Coulomb. Pour l'île à quatre grilles, il

s'agit d'appliquer une tension suffisante pour pincer l'entrée et la sortie, la géométrie des grilles définissant d'elle-même le centre de l'île de Coulomb.



**Figure 3.3** Les grilles (noires) appliquent un potentiel qui bloque le passage des électrons sur certaines régions (grises). Par effet tunnel, les électrons passent à travers les barrières de potentiel à l'entrée et la sortie de l'île.

L'observation du régime de blocage de Coulomb se fait essentiellement en faisant varier la dimension de l'île de Coulomb. Deux méthodes peuvent être utilisées pour ce faire: Premièrement, dans le cas d'une île à six grilles, on peut varier la tension de la paire de grilles centrales. Deuxièmement, dans les deux cas (six et quatre grilles), on peut varier le potentiel au dos de l'échantillon et s'en servir comme grille arrière. En variant le potentiel de cette grille arrière, on varie le potentiel de l'île en entier.

### 3.4 Traitement des résultats

Dans toutes les mesures faites sur les dispositifs quantiques, il est important de noter que des corrections doivent être apportées lors du traitement des résultats pour compenser la résistance en série due aux fils reliant l'échantillon et les appareils de mesures ainsi qu'à l'échantillon lui-même. Pour déterminer cette résistance, on utilise la courbe de magnétoconductance, dont les plateaux

à champs magnétiques élevés (1 à 8 teslas) doivent correspondre à des multiples entiers de  $e^2/h$ . Pour les mesures prises dans le cryostat à  $^4\text{He}$ , la résistance en série ainsi mesurée est de  $20\Omega$ . Pour les mesures prises dans le cryostat à  $^3\text{He}$ , la résistance en série est de  $410\Omega$ . La résistance plus élevée dans le cryostat à  $^3\text{He}$  s'explique par le fait que des fils possédant une conductivité thermique plus faible que le cuivre, mais dont la résistivité électrique est plus élevée, y sont utilisés pour contacter l'échantillon. Ceci permet de diminuer l'apport thermique dans la chambre de l'échantillon, permettant ainsi d'atteindre les températures de l'ordre de 0.3K. Ce genre de correction pour tenir compte de la résistance en série est standard pour des mesures de conductance d'un dispositif quantique<sup>14</sup>.

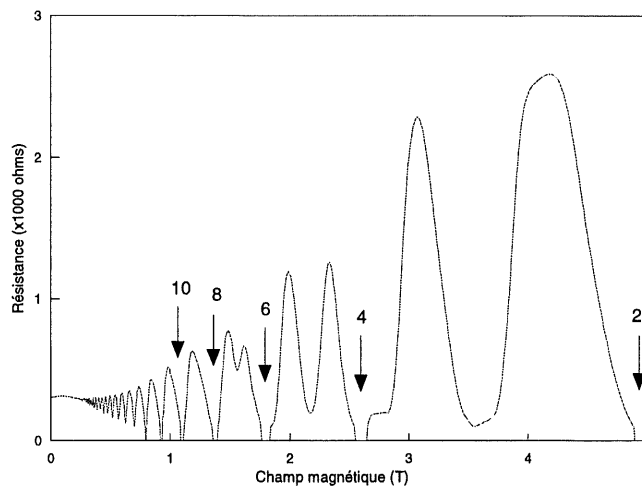
## **CHAPITRE 4**

### **ANALYSE DES RÉSULTATS**

#### **4.1 Gaz d'électrons bidimensionnel**

Pour la caractérisation des différents dispositifs, nous avons d'abord étudié des propriétés du gaz d'électrons bidimensionnel à basse température. Des mesures de magnétoconductance, de magnétorésistance ainsi que des mesures de tension de Hall telles que décrites au chapitre précédent ont été effectuées. Pour le matériau NRC1532, sur lequel la plupart des dispositifs ont été fabriqués, nous avons trouvé une mobilité de  $3.5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$  et une densité de porteurs de  $2.5 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ . Pour le matériau NRC1801 sur lequel a été fabriquée une île de Coulomb, la mobilité est de  $5.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$  avec une densité de porteurs de  $2.3 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ .

Sur la courbe de magnétorésistance du matériau NRC1532 mesurée à 300mK (figure 4.1), on peut remarquer que les minima correspondant à 2, 4, 6, 8 et 10 niveaux occupés indiquent une résistance longitudinale nulle. Aux zéros de  $R_{xx}$  correspondent des plateaux de  $R_{xy}$  (non-illustrés), tel qu'expliqué dans la section théorique. Par ailleurs, aux champs magnétiques supérieurs à 1.5T, on observe un dédoublement des structures dans la magnétorésistance attribuable à la levée de la dégénérescence en spin des niveaux de Landau.



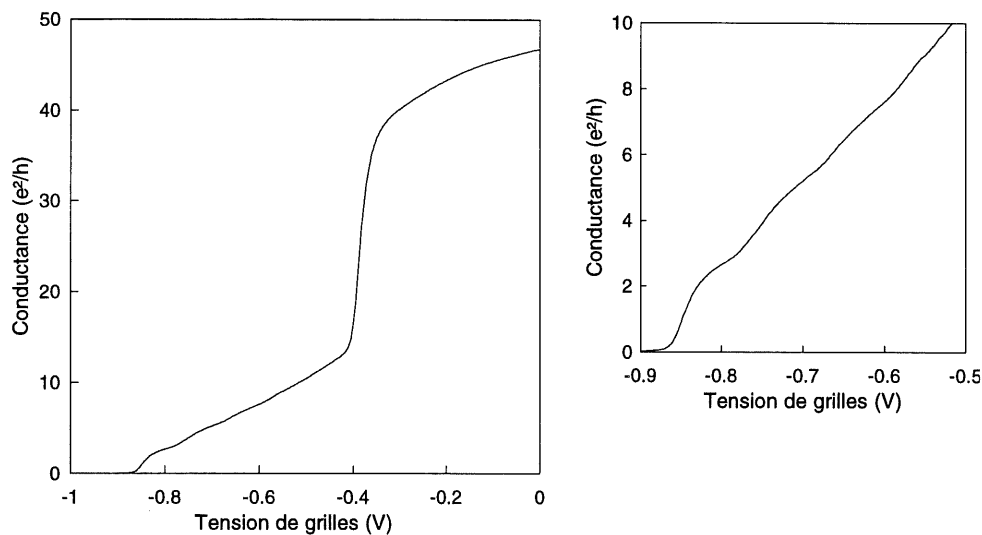
**Figure 4.1** Magnétoconductance pour la croissance NRC1532 à 0.30K. Les champs magnétiques correspondants à  $\nu=2,4,6,8$  et 10 sont indiqués par des flèches.

Ces résultats indiquent que nos matériaux sont appropriés pour l'étude des comportements quantiques de points de contacts quantiques et d'îles de Coulomb. En outre, ils sont comparables à ceux de différents groupes ayant étudié ce genre de dispositifs.

#### 4.2 Le point de contact quantique à champ nul

Des points de contacts quantiques de différentes largeurs ont été caractérisés. À champ nul, on distingue plusieurs régimes sur une courbe typique de conductance en fonction de la tension des grilles d'un PCQ de  $w=260\text{nm}$  plusieurs régimes (figure 4.2). Entre 0 et  $-0.35\text{V}$  la conductance ne diminue pas significativement, les grilles ne repoussant pas suffisamment les électrons pour en bloquer le passage. Entre  $-0.35\text{V}$  et  $-0.4\text{V}$ , les grilles atteignent la tension nécessaire pour bloquer le passage des électrons du gaz se trouvant directement sous elles. Au-delà de  $-0.4\text{V}$ , il ne reste donc que la conductance associée aux électrons passant par le canal étroit entre les deux grilles. On voit que cette conductance diminue lorsque la tension devient plus négative, celle-ci causant

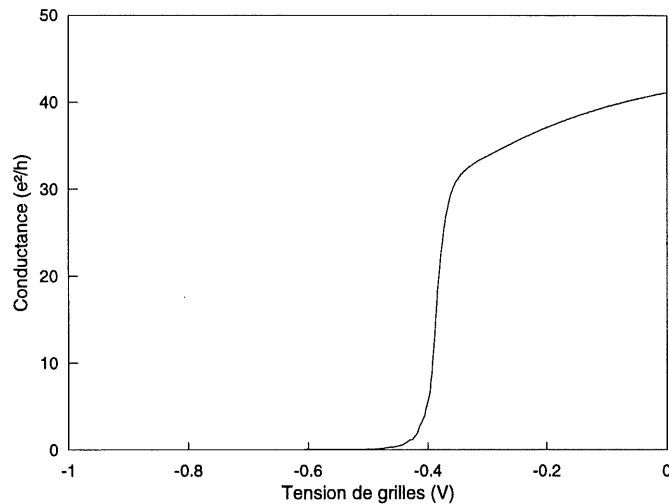
une diminution progressive de la largeur effective du canal. Aux tensions les plus négatives, on observe des structures dans la courbe de conductance qu'on associe au transport balistique<sup>1</sup> en 1D. La tension devenant plus négative, le confinement par les potentiels des grilles augmente et les niveaux passent un à un au-dessus du niveau de Fermi. Dans notre cas, à cause de la dégénérescence de spin, chaque niveau devrait conduire par  $2e^2/h$ . Les plateaux sont ici mal définis et leur hauteur ne correspond pas exactement à des multiples entiers de  $2e^2/h$ .



**Figure 4.2** PCQ de  $w=260\text{nm}$  présentant les caractéristiques du confinement 1D, à 1.2K et champ magnétique nul.

La figure 4.3 montre quant à elle le comportement d'un PCQ de  $w=240\text{nm}$  à champ nul. Comme pour la figure 4.2, on voit qu'à faible tension de grilles (entre 0 et  $-0.35\text{V}$ ), les électrons sont peu perturbés. Aux environs de  $-0.4\text{V}$ , la conductance chute brusquement et devient nulle. On peut expliquer ce comportement ainsi : Lorsque la tension des grilles est suffisante pour empêcher le passage des électrons se trouvant directement sous elles, elle est aussi suffisante pour bloquer le

passage des électrons dans le canal du PCQ. Il n'y a pas de plateaux observables, le confinement des électrons en 1D n'ayant pas lieu.



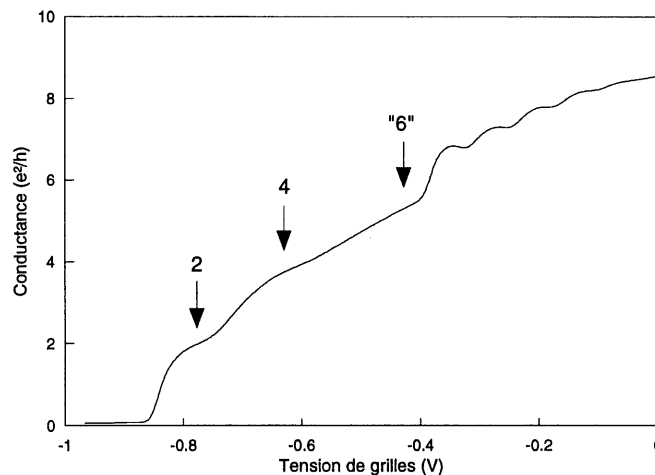
**Figure 4.3** PCQ de  $w=240\text{nm}$  ne présentant pas les caractéristiques du confinement en 1D, à 0.30K et champ magnétique nul.

À champ nul, il y a donc deux comportements possibles pour un point de contact quantique. Dans le premier cas (figure 4.2), les électrons se trouvent confinés dans un canal 1D quand se forment les barrières de potentiel nécessaires à bloquer leur passage sous les grilles. Dans le second (figure 4.3), les barrières de potentiel sous chacune des grilles sont jointes au centre du PCQ, ce qui empêche totalement le passage des électrons. La valeur de la largeur  $w$  minimale permettant l'observation d'états de conduction 1D dépend de diverses caractéristiques du gaz d'électrons bidimensionnel, dont la concentration de porteurs, la profondeur à laquelle il se trouve par rapport à la surface de l'échantillon, la présence d'impuretés dans le canal et la vitesse de la descente en température (entre l'ambiante et 5K). Ainsi, la largeur  $w$  n'est pas suffisante à elle seule pour rendre compte du comportement du PCQ. C'est pourquoi on fera référence au comportement des PCQ à champ nul pour l'étude subséquente en champ magnétique.



### 4.3 Le point de contact quantique sous champ magnétique

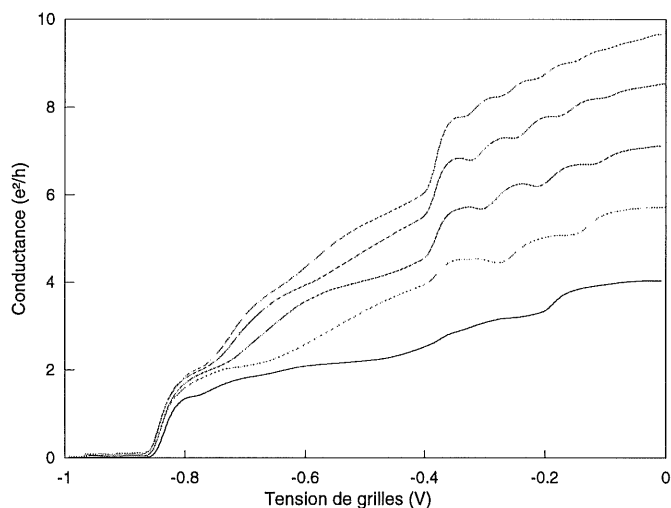
En appliquant un champ magnétique correspondant à un nombre de niveaux de Landau occupés  $\nu$  entier dans le gaz 2D, nous avons observé un changement dans le comportement du point de contact quantique. La figure 4.4 donne un exemple des résultats obtenus en champ magnétique avec un point de contact quantique qui, à champ nul, présentait les caractéristiques d'un confinement à 1D. Aux tensions de grilles les plus négatives, on voit toujours l'effet du confinement en 1D des électrons. Des plateaux arrondis sont présents aux valeurs de 2, 4  $e^2/h$  (la dégénérescence de spin n'est pas levée à ce champ magnétique). Le plateau à 6  $e^2/h$  est pour sa part mal défini. On observe aussi la présence, entre -0.4V et 0V, de structures ayant la forme de bosses de plus faible amplitude. Ces structures à faibles tensions ne sont pas mentionnées dans la littérature concernant les PCQ. En outre, elles ne peuvent être expliquées par la théorie habituelle de PCQ.



**Figure 4.4** PCQ de  $w=260\text{nm}$  présentant les caractéristiques du confinement 1D et les structures à faibles tensions.  $T=1.2\text{K}$ ,  $B=1.32\text{T}$ ,  $\nu=8$ .

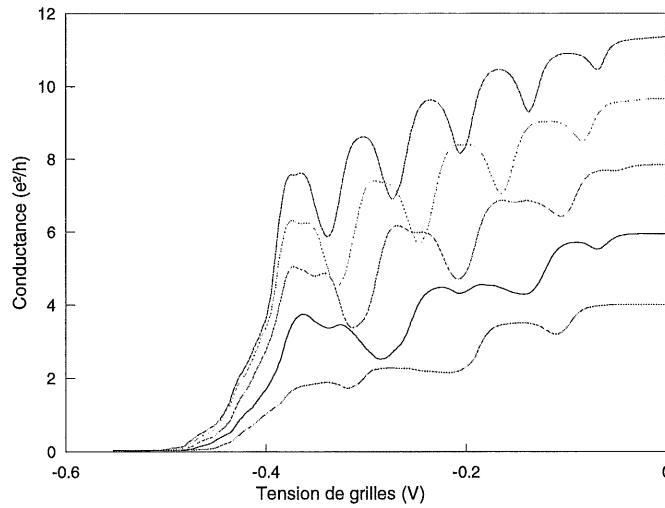
La figure 4.5 présente pour ce même PCQ des courbes de conductance en fonction la tension de

grilles à différents facteurs de remplissage  $\nu$ . Les structures à faible tension sont toujours visibles, bien qu'elles deviennent moins prononcées pour les facteurs de remplissages plus élevés (champs magnétiques plus faibles). On peut voir que le nombre de ces structures à faible tension est toujours égal à  $\nu/2$ . Ceci indique que ces structures sont associées aux niveaux de Landau (dégénérés en spin) du gaz d'électrons bidimensionnel. Les structures sont aussi espacées également pour chaque courbe dans une plage de tension constante d'une courbe à l'autre.



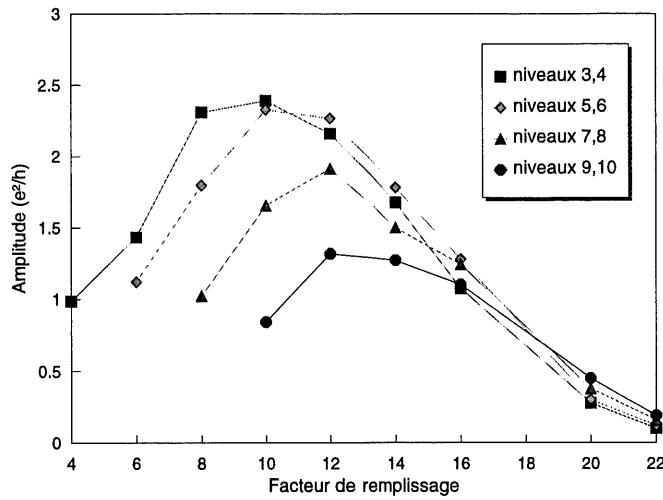
**Figure 4.5** Différents facteurs de remplissage pour un PCQ de  $w=260\text{nm}$  présentant les caractéristiques du confinement 1D. Du haut vers le bas, il s'agit de  $\nu=12, 10, 8, 6, 4$ .  $T=1.2\text{K}$ .

La figure 4.6 montre quant à elle les courbes de conductance en fonction de la tension de grilles pour un PCQ qui ne présente pas les caractéristiques du confinement 1D à champ nul. Les plateaux aux valeurs entières de  $e^2/h$  sont absents. Par contre, les structures à faibles tensions sont présentes et sont espacées également dans une plage de tension constante d'une courbe à une autre comme pour le PCQ qui présentaient les caractéristiques du confinement à 1D. Ce résultat indique que les structures, bien qu'associées à l'effet des grilles sur les niveaux de Landau du gaz d'électrons bidimensionnel, ne sont pas attribuables au confinement en 1D par ces grilles. On remarque par ailleurs que les structures à faibles tensions prennent la forme d'oscillations pour la figure 4.6.



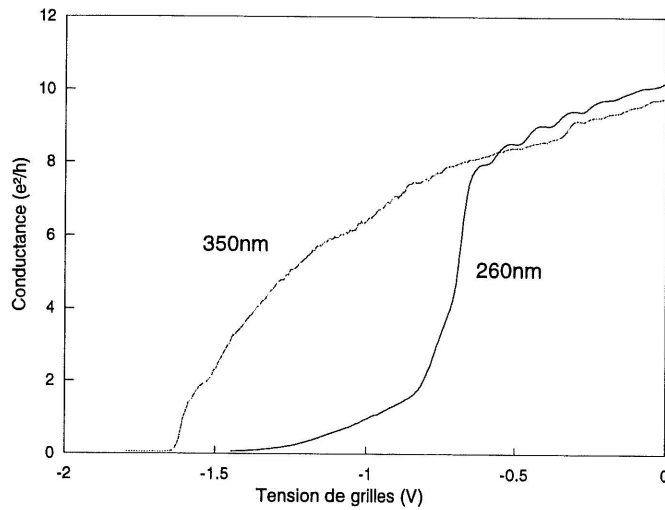
**Figure 4.6** Différents facteurs de remplissage pour un PCQ de  $w=240\text{nm}$  ne présentant pas les caractéristiques du confinement 1D. Du haut vers le bas, il s'agit de  $\nu=12, 10, 8, 6, 4$ .  $T=0.30\text{K}$ .

La figure 4.7 donne l'amplitude de certaines oscillations en fonction du nombre de niveaux  $\nu$  occupés. Chacune de ces amplitudes représente la différence de conductance d'un maximum et du minimum à tension à sa gauche (tension plus négative). Une correction a été faite sur ces amplitudes pour tenir compte de la décroissance monotone (partie non-oscillatoire) de la courbe. Les maxima sont identifiés selon la nomenclature des niveaux de Landau de la figure 1.2. On peut voir sur la figure 4.7 que l'amplitude de l'oscillation atteint un maximum pour 8 et 10 niveaux occupés, soit à des champs magnétiques d'environ 1T. Par ailleurs, on remarque que certaines des amplitudes atteignent  $2,4e^2/h$ . Comme chaque niveau conduit de  $e^2/h$  et que pour une oscillation, deux niveaux sont associés (spin up et down), il est étonnant de mesurer des amplitudes supérieures à  $2e^2/h$ . Pour le moment, on ne peut que supposer qu'il s'agit dans ces cas de variations de conductance auxquelles plusieurs états de bords doivent contribuer.



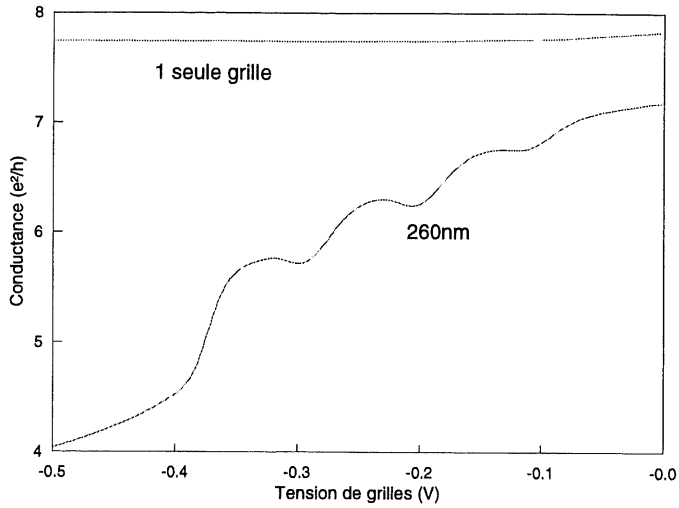
**Figure 4.7** Amplitude des oscillations en fonction du facteur de remplissage. Le facteur de remplissage est inversement proportionnel au champ magnétique. Les maxima sont identifiés selon la nomenclature des niveaux de la figure 1.2.  $T=0.30K$ ,  $w=240nm$  (PCQ sans comportement 1D).

La largeur ( $w$ ) du PCQ a une grande influence sur ces structures à faibles tensions. Cependant, comme il est mentionné précédemment, les caractéristiques du gaz d'électrons bidimensionnel sont des facteurs importants pour le comportement d'un PCQ. Nous avons donc fabriqué des dispositifs comprenant plusieurs PCQ sur le même échantillon, à une distance d'environ  $25 \mu m$  les uns des autres. La figure 4.8 est une superposition des courbes de conductance en fonction de la tension de grilles pour deux PCQ du même échantillon de  $w=260nm$  et  $w=350nm$  respectivement. Les structures à faibles tensions sont présentes pour les deux courbes, mais sont beaucoup plus prononcées pour  $w=260nm$ .



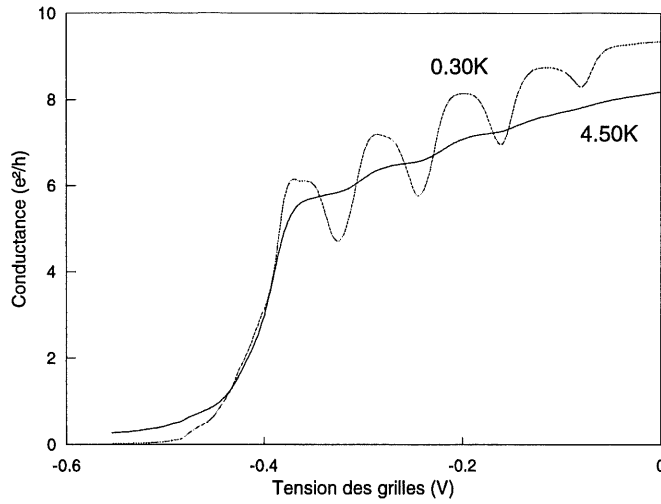
**Figure 4.8** Comparaison entre des PCQ de  $w=260$  et  $w=350$ . Le PCQ de  $w=260$  nm donne les oscillations les plus prononcées  $T=0.30K$ ,  $B=0.78T$ ,  $\nu=12$ .

Par ailleurs, si on polarise uniquement une grille (c'est-à-dire un seul côté du PCQ), laissant l'autre à tension nulle, les oscillations ne sont pas visibles. La figure 4.9 présente des résultats pour une telle situation. Les structures à faibles tensions ne sont donc observées que lorsque les deux grilles du PCQ sont polarisées. Sur cette même figure est montrée pour fins de comparaisons la courbe correspondante pour  $w=260nm$  avec les deux grilles du PCQ polarisées.



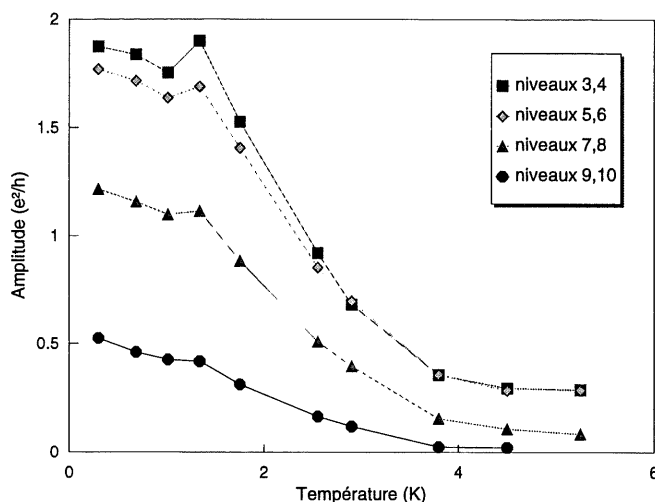
**Figure 4.9** Conductance en fonction de la tension pour une seule grille polarisée (courbe du haut) comparée à un PCQ de  $w=260\text{nm}$  (sans comportement 1D).  $T=1.2\text{K}$ ,  $B=1.26\text{T}$ ,  $\nu=8$ .

La température influence fortement le comportement du gaz d'électrons bidimensionnel en délocalisant les électrons dans les queues de densité d'états des niveaux de Landau. Les structures à faibles tensions étant associées à ces niveaux de Landau, on peut s'attendre à ce que la température ait aussi un impact sur les courbes de conductance en fonction de la tension de grilles pour un même PCQ. La figure 4.10 montre cet effet pour un PCQ  $w=240\text{nm}$  ne présentant pas les caractéristiques du confinement à 1D en champ nul. La courbe à  $0.30\text{K}$  montre des oscillations prononcées entre  $-0.4\text{V}$  et  $0\text{V}$ . Par contre, la courbe à  $4.5\text{K}$  ne montre que des plateaux d'amplitude moindre dans la même plage de tension.



**Figure 4.10** Conductance en fonction de la tension de grilles pour le même PCQ à 0.30K et 4.50K.  $B=1.31\text{T}$ ,  $\nu=8$ ,  $w=240\text{nm}$  (PCQ sans comportement 1D).

Une série de mesures de conductance en fonction de la tension de grilles a été faite pour différentes températures. La figure 4.11 montre l'amplitude des oscillations d'un PCQ de 240nm ne présentant pas les caractéristiques du confinement 1D, pour un champ magnétique de 1.07T ( $\nu=10$ ) en fonction de la température. Ces amplitudes sont mesurées en faisant la différence entre les maxima de conductance et les minima se trouvant immédiatement à gauche (à tension plus négative), en faisant une correction pour tenir compte de la décroissance monotone des courbes. Les maxima sont aussi identifiés selon la nomenclature des niveaux de Landau de la figure 1.2. On voit sur la figure que l'amplitude des oscillations chute rapidement au-dessus de 2K.



**Figure 4.11** Amplitude des oscillations de la conductance pour  $\nu=8$  en fonction de la température. Les maxima sont identifiés selon la nomenclature des niveaux de la figure 1.2.  $B=1.31T$ ,  $w=240nm$  (PCQ sans comportement 1D).

#### 4.4 Interprétation des structures à faibles tensions

Les mesures exposées plus haut ne peuvent être expliquées par la théorie habituelle des points de contacts quantiques. La forme des oscillations à faibles tensions de grilles suggère la présence d'effet tunnel, analogue à ce qui a été observé par McEuen et al. dans un point de contact quantique ayant une impureté à son centre<sup>15</sup>. Dans notre cas, il ne peut toutefois s'agir d'un effet associé à la présence fortuite d'une impureté, nos oscillations ayant été observées de manière systématique avec plus de dix points de contacts quantiques, sur 5 échantillons différents.

L'observation des structures à faibles tensions ne peut être faite que lorsque certaines conditions sont remplies :  $B > 0.5T$ ,  $w < 500nm$ ,  $T < 4K$ . Les paramètres de croissance de l'hétérostructure semblent aussi être importants pour la présence des structures à faibles tensions : Celles-ci sont clairement mises en évidence dans la croissance NRC1532. La croissance NRC1441 (identique à NRC1532 mais présentant plus de défauts) montre entre -0.5V et 0V des structures plus faibles



que celles observées à l'aide de NRC1532, mais possédant le même comportement. Par ailleurs, la croissance NRC1801 ne nous a pas permis d'observer ces structures dans quelque condition que se soit. Nos résultats ne nous permettent pas encore de comprendre quels sont les facteurs déterminants dans les paramètres de croissance pour obtenir un matériau mettant en évidence les structures à faibles tensions.

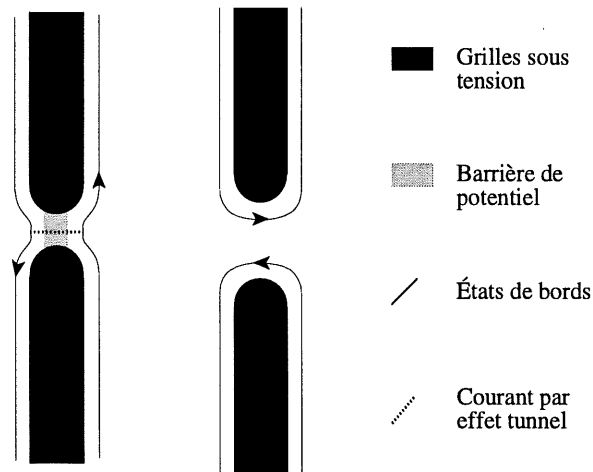
Ces facteurs expliquent probablement pourquoi ces structures ne sont pas mentionnées dans la littérature. En effet, dans plusieurs publications majeures sur les points de contacts quantiques, la largeur du canal est souvent trop grande ou la caractérisation des PCQ se fait à champ magnétique faible (sous 1T) ou température élevée (plus de 4.2K)<sup>16,17</sup>. Au surplus, la croissance épitaxiale étant un facteur critique, il est impossible de savoir si les autres groupes de recherches ont des matériaux appropriés pour l'observation de ces structures.

Une analyse quantitative des résultats relatifs aux structures à faibles tensions nécessite des calculs complexes tels que résoudre les équations de Schrödinger et Poisson de manière auto-compatible pour notre système et est hors de portée pour le moment. On peut toutefois tenter d'en expliquer le comportement de manière qualitative : Tout d'abord, ces structures ne sont visibles qu'en champ magnétique et sont en nombre égal à  $v/2$  ( $v$  lorsque la dégénérescence de spin est levée). On en conclut donc qu'il s'agit d'interactions impliquant les états de bords. Certaines courbes montrent à la fois les structures à faibles tensions et les plateaux dus au confinement en 1D dans le canal. Ceci démontre que ces deux phénomènes sont distincts l'un de l'autre. Enfin, les structures à faibles tensions sont particulièrement visibles pour des PCQ dont le canal est étroit ( $w=240\text{nm}$ ), mais plus faibles lorsque le canal est plus large ( $w=350\text{nm}$ ). Cette dernière constatation laisse penser qu'il s'agit d'interactions entre les états de bords de chaque côté d'une barrière de potentiel lorsqu'ils deviennent en proximité (au centre du PCQ), tel qu'illustré à la figure 4.12.

L'idée que les structures à faibles tensions soient associées aux états de bords est renforcée par le fait qu'elles s'atténuent avec la température et sont généralement plus importantes pour les champs

magnétiques plus élevés. Lorsque la température augmente ou lorsque le champ magnétique diminue, les états de bords deviennent moins bien définis. L'interaction ayant lieu entre les états de bords de chaque côté de la barrière de potentiel se fera donc de manière plus graduelle et les structures à faibles tensions seront moins bien définies.

Comme il a déjà été mentionné précédemment, la forme des oscillations suggère qu'il s'agisse d'un phénomène d'effet tunnel. La figure 4.12 explique schématiquement les deux situations extrêmes qui peuvent se produire dans un PCQ, soit un PCQ bloqué par une barrière de potentiel et un PCQ ayant un confinement 1D normal.



**Figure 4.12** À gauche, un PCQ étroit ayant une barrière de potentiel à son centre. Les électrons passent au travers de la barrière par effet tunnel. À droite, un PCQ plus large. Les états de bords passent au centre, étant confinés en 1D.

Dans le cas du PCQ de droite sur la figure 4.12, seuls les plateaux en  $e^2/h$  seront observés. Ces plateaux sont simplement dus au confinement 1D des électrons au centre du canal. À l'inverse, pour le PCQ de gauche, seuls les oscillations à faibles tensions peuvent être observées. Dans ce dernier cas, la barrière de potentiel augmente en hauteur et en largeur avec la tension répulsive appliquée sur les grilles. En variant ainsi la hauteur et la largeur de la barrière, on passerait de

situations d'interférence constructive à des situations d'interférence destructive dans le processus d'effet tunnel. Ce comportement est analogue au phénomène d'interférence bien connu en optique pour le coefficient de transmission d'une lame mince en fonction de la longueur d'onde. Ceci expliquerait la présence d'oscillations dans la conductance en fonction de la tension de grilles.

La majorité des PCQ fabriqués se trouvent dans des situations intermédiaires, ne correspondant pas complètement à l'un ou à l'autre de PCQ de la figure 4.12. Ceci explique la présence à la fois des plateaux de conductance en  $e^2/h$  et des oscillations à faibles tensions pour certains PCQ. L'interprétation quantitative de tels résultats est néanmoins ardue et ne peut se faire sans une compréhension parfaite des deux situations de la figure 4.12. Nous nous contenterons donc d'attribuer ce comportement à la coexistence des deux régimes dans certains PCQ.

#### 4.5 L'île de Coulomb

Une île de Coulomb a été fabriquée sur l'hétérojonction NRC1532, le même matériau que celui utilisé pour les points de contacts quantiques. Cette île possède trois paires de grilles fonctionnelles dans un rayon de 400nm (voir section 2.b.8). Nous avons étudié ces paires de grilles individuellement en tant que points de contacts quantiques. Deux des paires de grilles présentent un comportement anormal, contenant notamment du bruit télégraphique<sup>18</sup> qui rend difficile l'interprétation des mesures. Cette structure s'est donc révélée inadéquate pour l'observation du régime de blocage de Coulomb.

Une seconde île a été fabriquée sur la croissance NRC1801, en utilisant le même motif. Une des grilles est non fonctionnelle. On peut attribuer ceci à un problème ponctuel survenu lors de l'évaporation du nickel-chrome. Cependant, les paires de grilles restantes se comportaient comme des points de contacts quantiques normaux, sans la présence de structures à faibles tensions sous champ magnétique. Il n'est toutefois pas possible d'observer le régime de blocage de Coulomb avec cinq grilles seulement.

Bien que ces dispositifs d'îles de Coulomb ne nous aient pas permis de mettre en évidence le régime de blocage de Coulomb, nous avons pu observer le comportement du transport balistique 1D pour plusieurs paires de grilles indépendantes. Il est donc possible de fabriquer des îles de Coulomb pleinement fonctionnelles en utilisant les techniques de fabrication exposées dans ce mémoire (section 2.b.8).

## CONCLUSION

Les recherches exposées dans ce mémoire visaient à fabriquer des dispositifs quantiques fonctionnels et à en étudier les propriétés électriques. Dans un premier temps, nous devions mettre au point les techniques de fabrication nécessaires à la fabrication de nanostructures. Par la suite, nous devions fabriquer des dispositifs et en étudier le comportement à basses températures et sous champ magnétique de façon à mettre en évidence leurs comportements quantiques.

La technique privilégiée pour la fabrication de nos dispositifs a été la lithographie par faisceau d'électrons. Cette technique a été utilisée pour déposer des grilles de forme et de taille adéquates sur une hétérojonction à gaz 2D de haute mobilité. Ainsi, des points de contacts quantiques et des îles de Coulomb ont été fabriqués.

Ces dispositifs ont été caractérisés à des températures comprises entre 0.30K et 6K, à l'aide de champs magnétiques allant jusqu'à 8T. Les points de contacts quantiques ont démontré le comportement associé au confinement en 1D entre les deux grilles. De plus, ils ont permis d'observer des structures nouvelles en champ magnétique pour de faibles tensions de grilles. Ces oscillations à faible tension sont associées à un effet tunnel entre les états de bords de part et d'autre du PCQ. Il semble qu'il y ait interaction entre les états de bords lorsqu'ils viennent en proximité au centre du PCQ. La forme des oscillations à faibles tensions suggère qu'il s'agisse d'effet tunnel à travers une barrière de potentiel au centre du PCQ. L'analyse quantitative de ces résultats demande des calculs complexes qui pourront faire l'objet d'études subséquentes de ces phénomènes.

Les îles de Coulomb ne nous ont pas encore permis de mettre en évidence le régime de blocage de Coulomb. Cependant, nous avons été capables de fabriquer plusieurs grilles fonctionnelles dans un rayon inférieur à 400nm, ce qui démontre la faisabilité d'un tel dispositif par nos techniques.

Dans l'ensemble, les techniques de fabrication développées ici, combinées aux techniques de caractérisation des propriétés électriques nous ont donc permis de fabriquer des dispositifs quantiques et d'en observer le comportement. En outre, ces dispositifs ont mis en évidence un comportement nouveau et important dans les PCQ sous champ magnétique. D'autres dispositifs pourront être fabriqués par ces mêmes techniques pour étudier diverses propriétés électriques des nanostructures.

## **BIBLIOGRAPHIE**

1. H. van Houten, B.J. van Wees, C.W.J. Beenakker, Physics and Technology of Submicron Structures, Solid-State Sciences **83**, Springer-Verlag, Berlin, 1988, page 198.
2. K.von Klitzing, G.Dorda, M.Pepper, Physical Review Letters **45**, 494 (1980)
3. S. Askénazy, New Developement in Semiconductors, P.R. Wallace, Harris, Zuckermann (editors), Noordhoff Inst. Publ., Leydem, 1980, page 331.
4. C.W.J. Beenakker, H. van Houten, Solid State Physics **44**, 1 (1991)
5. A. Ishihara, Condensed Matter Physics, Oxford University Press, New York, 1991, pages 108 à 114.
6. R. Landauer, I.B.M. Journal of Research Developpements **1**, 223 (1957)
7. G.L. Snider, I.-H. Tan, M.S. Miller, M.J. Rooks, E.L. Hu, Superlattices and Microstructures **11**, 297 (1992)
8. L.C. Witkowsky, T.J. Drummond, C.M.S. Stanchak, H. Morkoç, Applied Physics Letters **37**, 1033 (1980)
9. R.J. Hawryluk, J.I. Smith, A. Soares, A.M. Hawryluk, Journal of Applied Physics **46**, 25812 (1975)
10. G.H. Bernstein, D.A. Hill, Superlattices and Microstructures **11**, 237 (1992)
11. W. Chen, H. Ahmed, Journal of Vacuum Science and Technology **B 11**, 2519 (1993)
12. C.C Eugster, J.A. del Alamo, M. Rooks, Japanese Journal of Applied Physics **29**, 2257 (1990)
13. F. Pobell, Matter and Methods at Low Temperature (second edition), Springer, Berlin, pages 113 à 118
14. G.Timp, Semiconductors and Semimetals, vol. 35 (Nanostructured Systems), 113 (1993).
15. P.L. McEuen, N.W. Alphenaar, R.G. Wheeler, R.N. Sacks, Surface Science **229**, 312 (1990)
16. M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, K. Kosemura, T. Nagata, H. Ishiwari, N. Yokoyama, Superlattices and Microstructures **10**, 493 (1991)

17. Y. Wang, S.Y. Chou, Journal of Vacuum Science and Technology **B 10**, 2962 (1992)
18. S. Fortin, Étude des propriétés électriques de nanostructures à base de semi-conducteur III-V (mémoire de maîtrise), Université de Sherbrooke (1992)